

**HISTORISCHE, PHYSIKALISCH THEORETISCHE UND
EXPERIMENTELLE GRUNDLAGEN DER
BLUTFLUSSMESSUNG NACH DEM
ELEKTROMAGNETISCHEN PRINZIP**

JOHANNES RÜCKEL

1985



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547927_0049

Aus dem Physiologischen Institut der Universität München

Vorstand: Prof. Dr. med. Klaus Thureau

Prof. Dr. med. Gerrit ten Bruggencate

Prof. Dr. med. Eckehardt Gerlach

HISTORISCHE, PHYSIKALISCH THEORETISCHE UND EXPERIMENTELLE
GRUNDLAGEN DER BLUTFLUßMESSUNG NACH DEM
ELEKTROMAGNETISCHEN PRINZIP.

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde in der gesamten Medizin

an der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Johannes Rückel

aus

München

1985

Mit Genehmigung der Medizinischen Fakultät der
Universität München

Berichterstatter: Prof. Dr. med. Klaus Thureau

Mitberichterstatter:

Dekan: Prof. Dr. med. Wolfgang Spann

Tag der mündlichen Prüfung: 16.01.1986

Herrn Professor Dr.med. Dr. h.c. Klaus Thureau

gilt mein besonderer und herzlicher Dank

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. <u>Einleitung</u>	5
II. <u>Theoretische Grundlagen, historische Entwicklungsstufen und gegenwärtiger Stand elektromagnetischer Blutflußmeßmethoden</u>	26
II.1. Lorentz-Kraft und fluidströmungsabhängige elektrische Spannung	26
II.2. Der Elektromagnet	70
II.3. Induktionsspannungen infolge zeitlich veränderlicher Magnetfelder	73
II.4. Elektrodenpolarisation	78
II.5. Verkapselung, Elektrische Isolation, Fehlerströme	81
II.6. Die Sinus-Wellen-Methode	83
II.7. Die Rechteck-Wellen-Methode	86
II.8. Die Trapez- und Halbwellenmethode	90
II.9. Globale Eigenschaften der Meßmethode nach dem elektromagnetischen Prinzip	93
II.9.1 Nulllinienstabilität	93
II.9.2 Rauschen	97
II.9.3 Frequenzcharakteristik, Phasenresponse	99
II.9.4 Sensitivitäts- bzw. Kalibrierungsfaktor	102
III. <u>Theoretische Grundlagen der Methode dieser Arbeit</u>	113
III.1. Das neue Magnetfelderzeugungsverfahren	113
III.2. Die Wärmeleistung des Verfahrens	120
III.3. Auslegung des Meßkopfes	120
III.4. Auslegung des intrakorporalen Kabels	121

IV.	<u>Technologische Arbeiten</u>	123
IV.1.	Magnetmaterialschneldung	123
IV.2.	Die doppelseitige Feinstlappung	123
IV.3.	Herstellung der Plättchen definierter Größe und des Magneten	124
V.	<u>Meßapparaturen, Elektronische Schaltung</u>	125
V.1.	Messung der Hystereseschleife	125
V.2.	Elektronische Strompulszeugung	125
V.3.	Magnetfeldmessung	125
V.4.	In-vitro Flußmessung	126
VI.	<u>Diskussion</u>	127
VI.1.	Betrachtung theoretischer Zusammenhänge	127
VI.2.	Nulllinieninstabilität	129
VI.3.	Neues Magnetfelderzeugungsverfahren	130
VII.	<u>Zusammenfassung</u>	134
VIII.	<u>Literaturverzeichnis</u>	137
	<u>Lebenslauf</u>	156

Symbole

$\vec{K}$	Kraft
$\vec{B}$	Magnetfeld
$\vec{E}$	Elektrisches Feld
$\vec{E}^{\text{Quadr.}}$	Elektrisches Quadraturfeld (induziertes Feld)
$\vec{v}$	Strömungsgeschwindigkeit
$\vec{j}$	Stromdichte (Strom/Querschnittsfläche)
σ_{ik}	Leitfähigkeitstensor
U	Spannung, Potential
N	Ladungsträgerzahldichte, Spulenwindungszahl, Raum
F	Fluidfluß
L	Linie, Induktivität
S	Fläche, Sensitivitätsfaktor
I	Strom
Q	Spulenquerschnitt
K	Konstante
P	Wärmeleistung
Φ	Magnetischer Fluß ("phi")
Θ	Azimuth-Winkel, Stromdurchflutung ("theta")
H	magnetische Feldstärke
H_c	Koerzitivfeldstärke
q	Ladung, Leiterquerschnittsfläche
t	Zeit
i	Spulenstrom
f	Streufaktor eines Magneten, Frequenz
d	Durchmesser, Dicke
μ	Permeabilität ("mü")

μ_0	Permeabilität des Vakuums
σ	elektrische Leitfähigkeit ("sigma")
q	Ladungsdichte ("rho")
ϵ	Dielektrizitätskonstante, Güteparameter ("epsilon")
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums
λ	skalares Feld ("lambda")
γ	Konstante ("gamma")
δU	Fehlerspannung("delta U")
ω	Kreisfrequenz ("omega")

Differentialoperatoren:

rot	"Rotation"
div	"Divergenz"
grad	"Gradient"
Δ	"Delta"

$\equiv$: "definiert als"

I. Einleitung

Die Durchblutungsgröße, d.h. das Blutvolumen, das in bestimmter Zeit einen Gefäßabschnitt passiert, ist von besonderem medizinischen Interesse. Sie ist etwa von Bedeutung für das Infarktgeschehen am Herzen, für biochemisch vermittelte Regulationsvorgänge auf verschiedenen Ebenen des Kreislaufs sowie für spezifische Probleme der Organfunktionsmechanismen.

Die Messung der Durchblutungsgröße ist schwieriger als die vieler anderer physiologischer Parameter. Es wurden verschiedene Verfahren entwickelt, die alle ihre Vor- und Nachteile haben. Wesentlichstes Ziel dieser Arbeit ist, mit einer chronisch implantierten Anordnung Blutflüsse an Gefäßen vom Durchmesser 0,1 - 1,5 mm zu messen. Den Ausgangspunkt bildeten Überlegungen über die Eignung der verschiedenen bekannten Grundprinzipien. Sie werden im folgenden ohne strenge Beschränkung auf die eigenen Zielvorstellungen behandelt. Somit wird auch die allgemeine geschichtliche Entwicklung der Blutfluß-Meßgeräte offenbar.

Im Jahre 1850 wurde von Volkmann (1) erstmals der Blutfluß in Arterien gemessen. Er verwendete die in Abb. I.1 gezeigte Apparatur. Das Gefäß wird inzidiert und eine Kanüle mit U-förmigen Seitenzweig interponiert. Zwischen den Messungen sind die Hähne T_1 geschlossen und T_2 geöffnet. Für die Messung wird das U-Rohr mit Kochsalzlösung gefüllt, T_1 geöffnet und T_2 gleichzeitig geschlossen und die Zeit bestimmt, bis die Blutsäule den Ausgangshahn T_1 erreicht. Mit dem bekannten Volumen des U-Rohres läßt sich der Fluß berechnen. Dieses nach dem Physiologen Ludwig (2) benannte Prinzip wurde von vielen Autoren übernommen (3,4,5,6,7), mit elektrischen Hähnen und elektrischer Registrierung des Blutspiegelstandes versehen und automa-

tisiert. Die Meßwertaufzeichnung übernahmen Ordinatenschreiber (8). Es erfreute sich großer Beliebtheit und ist bis in jüngster Zeit in Gebrauch (9,10). Vorteile sind wohl die Meßgenauigkeit, einfache Kalibrierung, der geringe Strömungswiderstand und Druckabfall im Meßsystem und die Unempfindlichkeit gegenüber veränderlichen Größen wie Umgebungstemperatur, Viskosität und Hämatokrit. Allerdings muß das Gefäß eröffnet und das Tier antikoaguliert werden. Eine Miniaturisierung und chronische Implantation ist auf die genannten Dimensionen nicht möglich.

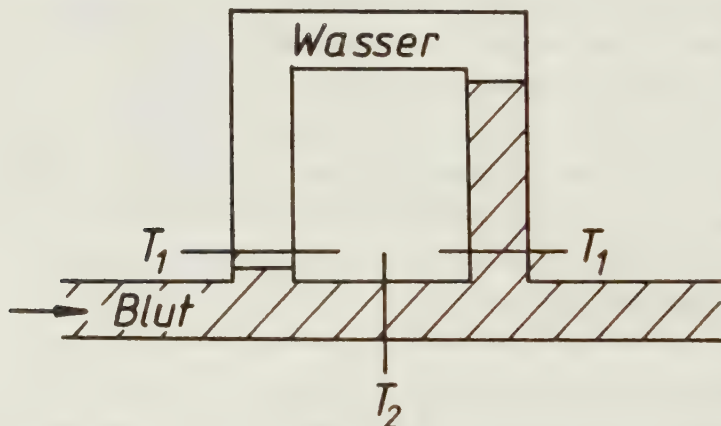


Abbildung 1.1: Blutflußmessung nach dem Ludwig-Prinzip.

Die Durchblutung eines Organs ist auch meßbar, indem die abführende Vene eröffnet und das Blut in Meßzylindern gesammelt wird. Automatisch arbeitende Geräte mit fortlaufender Registrierung nach diesem Grundprinzip wurden 1929 von Gaddum (11) und Green (12) verwendet. Da das Blut dem

Kreislauf entzogen wird, sind nur kurzzeitige Experimente möglich.

Um kleine Blutflüsse von 2 ml/min oder weniger gut messen zu können, wurden Geräte konstruiert, die die aus dem Blutgefäß oder der Kanüle fallenden Tropfen registrierten (Abb. I.2).

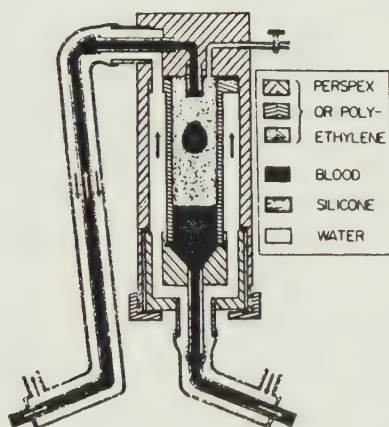


Abbildung I.2: Apparatur von Fleisch (nach Lindgren, 15).

Fleisch (8) tat dies 1935 mit einem komplizierten mechanischen Apparat und Lullies 1938 (13) mit elektronischen Mitteln. Später wurde eine geschlossene Tropfkammer (siehe Abb. I.2) gebaut (12) und das Blut dem Kreislauf zurückgegeben. Somit konnte über lange Zeit kontinuierlich gemessen werden.

Lindgren verwendete 1958 (15) inkompressibles Silikonöl statt Luft in der Tropfkammer und vermied elastische Effekte des Meßsystems. Er registrierte den zeitlich veränderlichen, also phasischen Fluß in Arterien. Natürlich konnten wegen der durch Tropfenbildung und Fall begrenzten Zeitauflösung nur die langsamen Frequenzanteile gesehen werden. Das Verfahren ist unter den

Bedingungen dieser Arbeit nicht einsetzbar.

Soskin et al. führte 1934 (16) das Luftblasenflowmeter ein (Abb. 1.3). Eine Glasröhre mit bekanntem Innendurchmesser ist in die Blutbahn eingeschaltet.

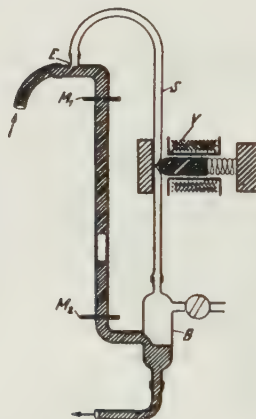


Abbildung 1.3: Luftblasenflowmeter (nach Röckemann, 15).

In der Nähe der Eintrittsöffnung E wird der Strömung eine Luftblase, die das Glasrohr auf kurze Länge ganz erfüllt, zugesetzt und deren Wanderungszeit zwischen den Punkten M_1 und M_2 gemessen. Das Prinzip wurde in zahlreichen technischen Varianten verwirklicht (17,18,19,20,21). Dasselbe Grundprinzip kommt auch bei der Verfilmungstechnik mit der Hochgeschwindigkeitskamera zur Anwendung. Der arteriellen Strombahn werden feine Gasbläschen, Farbstoffe oder radioaktive Substanzen zugesetzt, und die Wanderung in den Kapillaren, z.B. an der Lungenoberfläche, an sonstigen Organoberflächen, oder auch im Kapillarschlingennetz der Glomeruli gefilmt (22,23). Aus Geschwin-

digkeit und Kapillardurchmesser läßt sich der Fluß berechnen. Die Technik wurde auch an der Vena cava (24) und der Aorta (25,26) eingesetzt. Studien über die Meßgenauigkeit (21) ergaben, daß die Geschwindigkeit der Luftblase nicht exakt mit der Blutströmungsgeschwindigkeit übereinstimmt. Auf Grund komplexer Grenzflächen- und Strömungseffekte bewegt sich die Blase bei niedrigen Blutströmungsgeschwindigkeiten langsamer und bei hohen Blutströmungsgeschwindigkeiten schneller als die Blutsäule. Die Abweichung liegt etwa bei $\pm 5\%$. Die Methode nach Abb. 1.3 kann nur für kurzzeitige Versuche am anästhesierten und antikoagulierten Tier verwendet werden. Im Bereich kleiner Flüsse sind die Meßmöglichkeiten durch die geringe Sensitivität und den größer werdenden Meßfehler, im Bereich großer Flüsse durch den zunehmenden Druckabfall in der Apparatur begrenzt.

Der Blutbahn künstlich beigemischte Stoffe, deren Konzentration sich einfach und genau registrieren läßt, können zur Flußmessung verwendet werden. Dabei wird vom Fick'schen Gesetz der Massenerhaltung Gebrauch gemacht, das mathematisch den Blutfluß einerseits und Verdünnungs- bzw. Verteilungsparameter andererseits verknüpft. Kety und Schmidt (27,28) führten 1945 die Stickoxydulmethode zur Bestimmung der zerebralen Durchblutung ein. Stickoxydul ist ein leicht diffusibles, biologisch inertes Gas. Der Patient oder das Versuchstier atmet ein Gemisch aus Sauerstoff, Stickstoff und 15% Stickoxydul für etwa 10 Minuten. Gleichzeitig wird mehrmals arterielles und zerebralenvenöses Blut entnommen und die N_2O -Konzentration gemessen. Wegen der Massenerhaltung ist:

$$\int_0^G (c_{art} - c_{ven}) \cdot F dt = 100 \cdot c_{G ven} \cdot S \quad (1.1)$$

c_{art} = arterielle N_2O -Konzentration

c_{ven} = N_2O -Konzentration im venösen Blut des gemessenen Organs

F = Blutfluß pro 100g Organewebe

$c_{G\ ven}$ = c_{ven} nach Erreichen des Blut-Organewebeverteilungsgleichgewichtes bei Versuchsende

s = Blut-Organewebe Verteilungskoeffizient (Zerebrum: $s=1$)

Da F mit der Zeit nicht veränderlich ist - die Herzaktionen mitteln sich wegen ihrer Kurzzeitigkeit im Vergleich zur Meßdauer weg - kann es vor das Integral gezogen und auf eine Seite der Gleichung isoliert werden. Die verbleibenden Größen werden gemessen, s ist bekannt. Abb. 1.4 zeigt die typischen Konzentrationsverläufe.

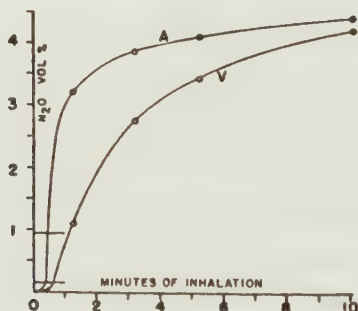


Abbildung 1.4: Verlauf der arteriellen (A) und venösen (V) Konzentration von Stickoxydul (nach Kety, 30)

Die Methode kam 1948 auch zur Bestimmung des Koronarflusses zum Einsatz (29,30). Das venöse Blut wurde mittels Katheter aus dem Koronarsinus entnommen. Es ist für die Durchblutung des linken Ventrikels repräsentativ. Prinzipiell ähnliche Meßverfahren sind die mit radioaktivem Krypton 85

(31,32,33), Rubidium 86, Xenon 133 (34,35,36,37,38,39,40) und Antipyrin (41,42,43). In etwas variiert Form wendet man das Fick'sche Prinzip bei den Testsubstanz-Verdünnungsmethoden seit 1928 an (44,45,46,47). Eine bestimmte Menge der Testsubstanz wird in die arterielle Strombahn des Organs als Bolus injiziert und der kurze Zeit später im venösen Schenkel erscheinende Konzentrationspeak gemessen (Abb. I.5).

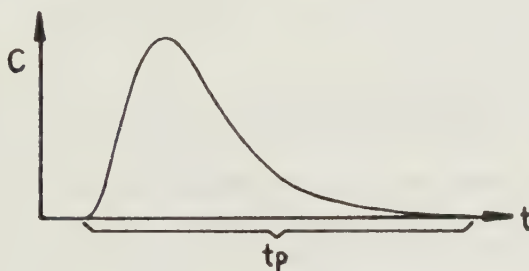


Abbildung I.5: Konzentrationsverlauf nach Bolus-Injektion bei der Testsubstanz-Verdünnungsmethode.

Es ist:

$$\int_0^{\infty} c(t) \cdot F dt = M \quad (I.2)$$

$c(t)$ = Konzentrationsverlauf im venösen Schenkel

M = injizierte Menge Testsubstanz

F kann unter denselben Annahmen wie oben aus dem Integral gezogen und auf eine Seite der Gleichung geschrieben werden. $c(t)$ wird nur dann richtig gemessen, wenn sich der Farbstoff vollständig bis zur Gleichverteilung in den Blutstrom einmischen konnte. In diesem Sinne wirkt das Organ mit seinem

fein verteilten Gefäßnetz als Mischkammer. Testsubstanzen sind Evans-Blau, Cardio-Grün, radioaktive Stoffe oder auch Kälte. Bei letzterer Methode wird eine bestimmte Menge isotonischer Kochsalzlösung von Zimmertemperatur injiziert und der Temperaturverlauf gemessen (48). Die Verdünnungsmethoden wurden 1954 bis 1960 von Peterson et al. (49), Grace et al. (50) und Fronek et al. (51) so weiterentwickelt, daß sie ohne Zwischenschaltung eines Organs auskamen. Mit speziellen an der Spitze multipel perforierten Kathetern erzielte man eine sofortige Durchmischung am Injektionsort.

Die Testsubstanzenmethoden der Flußmessung haben eine relativ geringe Sensitivität und kommen in der Regel nur an großen Gefäßen zum Einsatz. In invasiver Technik können durch akute Einzelmessungen bei begrenzter Repräsentationsfrequenz und -häufigkeit Werte des mittleren Flußes bestimmt werden. Der Zeitaufwand pro Einzelmessung hängt von der speziellen Methode ab und ist zum Teil beträchtlich.

Brodie und Russell beschrieben 1905 als erste die Venenverschluß-Pletysmographie (52). An einer Extremität werden zwei Staumanschetten angelegt. Die proximale wird mit einem Druck von 50 mmHg gefüllt. Damit ist der venöse Rückstrom geblockt, der arterielle Einstrom jedoch weiter gewährleistet. Die distale Manschette unterbindet den venösen und arteriellen Blutstrom. Es kommt zu einer Volumenzunahme des Extremitätenabschnittes, die der arteriellen Blutversorgung dieses Bereiches entspricht. Die Volumenzunahme wird mit der Apparatur gemessen und somit der Blutfluß auf indirekte Weise bestimmt. Allerdings steigt nach kurzer Zeit der Venendruck wegen der begrenzten Dehnbarkeit der Gefäßwände an und die arteriovenöse Druckdifferenz nimmt ab. Letztere ist die treibende Kraft der Strömung. Der Blutfluß nimmt also ab. Dies erkennt man im Volumen - Zeit Diagramm (Abb. 1.6)

am Abbiegen der Kurve von der anfänglichen Gerade konstanter Steigung.

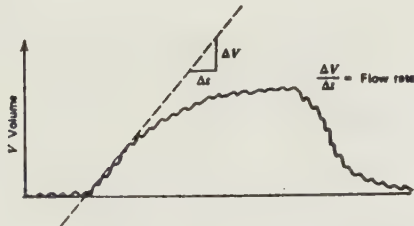


Abbildung I.6: Änderung des Volumens der Extremität mit der Zeit bei der Venenverschluß-Pletysmographie.

Bis zu einer Volumenvergrößerung von 1% ist der Anstieg linear und $\Delta V / \Delta t$ ist hier gleich dem Blutfluß (53).

$$\frac{\Delta V}{\Delta t} = F \quad (I.3)$$

ΔV = Volumendifferenz

Δt = Zeitdifferenz

F = Blutfluß

Die klassische experimentelle Anordnung besteht aus einem zylindrischen Glas- oder Metallrohr und stirnseitigen starren Wänden mit Durchtrittsöffnungen (54,55), (Abb. I.7). Die Extremität findet darin, umgeben von einem Gummihandschuh oder dünnwandigem Gummischlauch, Platz. Proximal und distal liegen Staumanschetten. Falls die gesamte Extremität, wie Abbildung I.7 zeigt, gemessen wird, entfallen die distale Durchtrittsöffnung und Staumanschette. Die Apparatur wird mit Wasser, dessen Wärmedehnungskoeffizient

vernachlässigbar ist, gefüllt. Eine Öffnung mit Schlauch führt zum Volumenmeßelement.

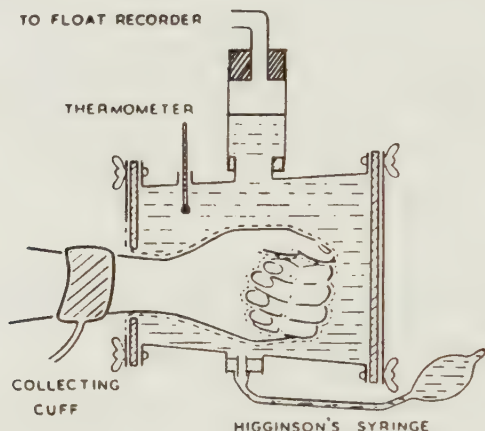


Abbildung I.7: Pletysmograph (nach Barcroft, 58).

Um die Nachteile dieser schwerfälligen Apparatur zu vermeiden verwendeten Graf und Westersten 1959 (56) eine luftgefüllte schmale Gummimanschette mit Manometer (Abb. I.8). Sie wird mit einem Fülldruck von etwa 40 mmHg beaufschlagt. Bei Volumendilatation der Extremität von 1% steigt der Druck auf etwa 50 mmHg an. Die Anordnung gibt niedrige Frequenzanteile des phasischen Flusses wieder. Es wird jedoch nicht die Volumenänderung sondern die Dehnung der Extremität an einer Stelle gemessen, Gleichung I.3 ist nicht direkt anwendbar.

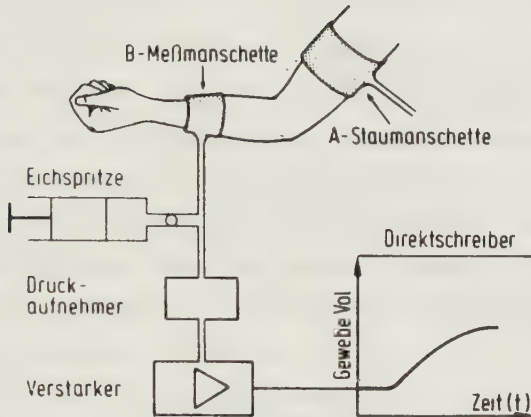


Abbildung 1.8: Pletysmographie mittels Gummimanschette.

Die Pletysmographie mittels Dehnungsmeßelement seit 1953 (57,58) hat zu letzterer Methoden ähnliche Eigenschaften. Hier wird die Änderung des elektrischen Widerstandes von gummielagertem Quecksilber registriert.

Eine weitere Methode wurde durch die Messung der elektrischen Kapazität zwischen Extremität und einer äußeren rohrförmigen Gegenelektrode 1959 geschaffen (59,60,61). Bei sorgfältiger Auslegung der Anordnung – feiner Polyurethanfilterschaum liegt zwischen Extremitätenoberfläche und Elektrode; äußere Abschirmung – wurde eine lineare Abhängigkeit der Kapazität von Volumen erzielt. Dies erwartet man auch theoretisch in erster Näherung bei kleinen Änderungen des Volumens. Der Sensitivitätsfaktor hängt vom Durchmesser der Extremität ab, ist aber aus der Anfangskapazität berechenbar, so daß mit der Methode der Blutfluß exakt nach Gleichung 1.3 bestimmbar ist

(62). Die Methode übt, da sie direkt elektrisch mißt, keinen Druck auf das Gewebe aus und verfälscht die Meßgröße nicht. Der apparative und elektronische Aufwand ist jedoch erheblich.

Viele Autoren (63,64,65,66,67) experimentierten mit einer Kombination aus luftgefülltem Plethysmograph und Pneumotachograph. Letzterer ist aus der Physiologie der Lungenatmung bekannt. Mittels eines kleinen Luftströmungswiderstandes und eines empfindlichen Differenzdruckmanometers wird das instantane Luftstromvolumen gemessen. Nach Integration ergibt sich das totale Strömungsvolumen. Eine entsprechende Anordnung zeigt Abbildung I.9.

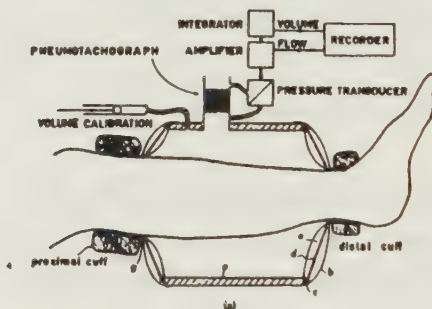


Abbildung I.9: Pneumotachograph (nach Dahn, 72).

Da das Prinzip schon auf der Messung schnell veränderlicher Volumenströme basiert, ist natürlich der Frequenzgang sehr gut. Der phasische Blutfluß wird bis zu 25 Hz ungedämpft wiedergegeben (68). Damit ist der pulsatile Fluß im Rythmus der Herzfrequenz verzerrungsfrei darstellbar. Nilsen (69) konnte so im klinischen Einsatz bei arterieller Verschlußkrankheit am Bein den veränderten pulsatilen Fluß nachweisen.

Hertzmann (70,71) legte seiner Meßmethode die mit dem Blutgehalt in Haut- und Unterhautgewebe veränderliche Transmission und Reflexion von infrarotem Licht zugrunde. Eine exakte Messung nach Gleichung I.3 ist natürlich nicht möglich. Der Meßfehler ist relativ groß, jedoch die praktische Handhabung und Anwendung unkompliziert. Die Methode wurde vorteilhaft auch an Oberflächen von Organen, z.B. des Zerebrums oder der Niere (72) eingesetzt.

Die Venenverschluß-Pletysmographiemethoden ermöglichen eine unblutige und exakte Flußmessung. Auch der phasische Fluß kann bis zu hohen Frequenzanteilen bestimmt werden. Obwohl ursprünglich zur Organdurchblutungsmessung vorgeschlagen (52) kommt sie aus Gründen der Praktikabilität nur an der peripheren Strombahn der Extremitäten zum Einsatz. Die Apparaturen sind je nach spezieller technischer Methode relativ kompliziert, genaue Justierungsarbeiten sind nötig. Vor allem die Nulliniendriften sind schwer zu beherrschen.

Der Pendel-Flußmesser (Bristle-Flowmeter) war lange Zeit Gegenstand experimenteller Arbeit. Abbildung I.10 zeigt das Prinzip.

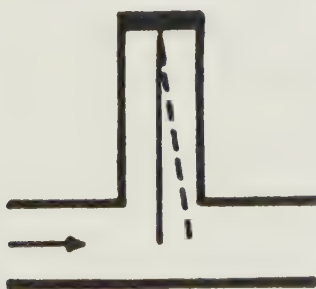


Abbildung I.10: Pendel-Flußmesser

Ein Pendel wird durch den Blutstrom abgelenkt. Die Registrierung geschah mechanisch (Vierordt 1858 siehe 73), optisch (74), durch Messung der Kapazitätsänderung eines Kondensators (1930: 75), durch Messung der Widerstandsänderung im Blut nach Anbringung zusätzlicher feststehender Elektroden (Holzlöhner 1938: 76), durch Induktivitätsänderung von Spulen (Pieper u. Wetterer 1953: 73) und mittels einer sog. Transducer-Röhre, d.h. einer Röhre mit mechanisch beweglicher Anode (78,79). Alle Methoden hatten das Problem der instabilen Nulllinie. Das Gefäß muß eröffnet werden. Antikoagulationen sind anzuwenden. Die Eichkurve ist nicht linear. Bei Lageänderung treten Gravitationseffekte auf; generell ist die Meßgenauigkeit durch mechanische Einflüsse begrenzt.

Beim Rotameter verändert sich die Lage eines Schwimmers in einer aufrecht stehenden konischen Röhre (Gregg 1942: 80), das Elektroturbinometer verwendet eine Edelstahl-Tubinschraube als Antriebselement (Sarnoff 1959: 81). Beide messen den mittleren Fluß; die Apparaturen sind relativ schwerfällig.

Viele Flowmeter wurden auf der Grundlage der Bernoulli-Gleichung

$$p + \frac{1}{2} \cdot g \cdot v^2 = \text{const.} \quad (1.4)$$

g Spez. Gewicht

p Druck

konstruiert. Die Gleichung gilt exakt für ideale (d.h. reibungsfreie) inkompressible Flüssigkeiten, näherungsweise auch für Blut. Sie besagt, daß der lokale Flüssigkeitsdruck mit zunehmender lokaler Strömungsgeschwindigkeit

abnimmt. Über die Messung von Druckdifferenzen läßt sich die Geschwindigkeit bestimmen. Lauber (1928: 86) verwendete ein Venturimeter (Abb. I.11), Broemser (1928: 87) (Abb. I.12) und Gregg u. Green (1940: 88) (Abb. I.13) ähnliche Anordnungen. Von der Prandtl'schen Sonde (Abb. I.14) werden der Staudruck (= Druck bei Strömungsgeschwindigkeit Null) und der Strömungsdruck bestimmt. Die Methode ist gut an der Spitze von Kathetern zu gebrauchen (Frank 1899, 89, Brecher 1953, 90, Bretschneider 1961, 91). Alle Systeme werden an empfindliche Differenzdruckmanometer, die in zahlreichen technischen Ausführungen konstruiert wurden, angeschlossen.

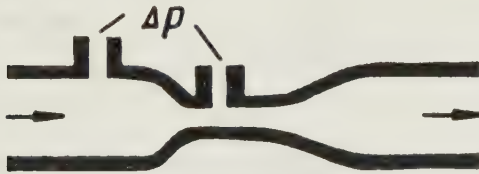


Abbildung I.11: Venturimeter (Δp = Druckdifferenz)

Die Strömungsdruckmeßmethoden sind meist invasiv (es wurde auch mit Varianten, die am uneröffneten Gefäß zu verwenden waren, experimentiert), von begrenzter Empfindlichkeit und nichtlinearer Eichcharakteristik; sie wurden nur an großen Gefäßen eingesetzt.

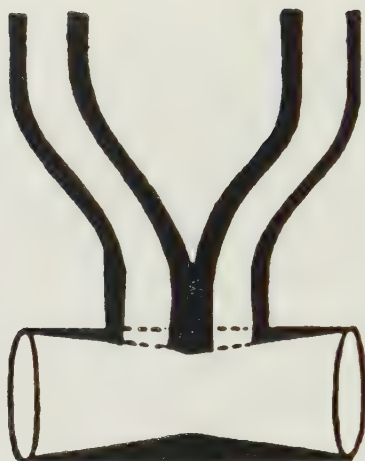


Abbildung 1.12: Kanüle nach Broemser (87).

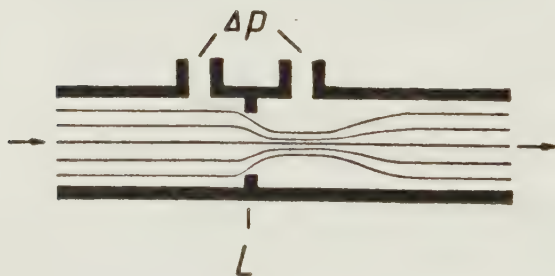


Abbildung 1.13: Lochblendenflowmeter nach Gregg und Green (Δp = Druckdifferenz, L = Lochblende).

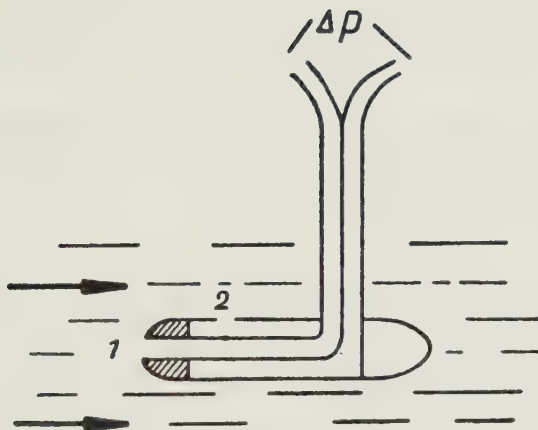


Abbildung I.14: Strömungsmeßsonde nach Prandl (1 = Staudruckmeßpunkt, 2 = Strömungsdruckmeßpunkt).

Rein wandte ab 1929 (92) thermische Methoden zur Flußmessung an. Das fließende Blut wird durch Wechselstrom zwischen zwei Elektroden erhitzt und seine Temperatur stromauf- und abwärts mit Thermoelementen gemessen.

Der Fluß ist mit

$$F \cdot c = \frac{i^2 \cdot R}{\Delta t} \cdot k \quad (1.5)$$

c spezifische Wärme von Blut-

R elektrischer Widerstand

k Konstante

Δt Temperaturdifferenz

hyperbolisch von Δt abhängig. In der Praxis war es schwierig, den Teil von $i^2 \cdot R$, der vom strömenden Blut aufgenommen wurde, festzulegen. Die restliche Energie wird in der Gefäßwandung und im umgebenden Gewebe umgesetzt. Wegen des Hochfrequenzstromes liegt eine komplizierte Raumverteilung der Wärmeenergieerzeugung vor. Diese interferiert auch mit Strömungsprofil- und Gefäßwandvariationen. Trotz vieler technischer Modifikationen konnte keine befriedigende Meßgenauigkeit erzielt werden (93).

In jüngerer Vergangenheit wurden Miniatur-Thermistoren (1959: 94, 1969, 95) und dünne Subminiatur Metallfilmwiderstände (1968: 96, 1969: 97, 98) für intravasculäre Strömungsgeschwindigkeitsmessungen angewandt. Die Frequenzwiedergabecharakteristik ist bei 50 Hz und höheren Frequenzen noch sehr gut, wohl wegen der geringen Sensor-Baugrößen. Die Methode kommt vor allem für akute Messungen mit Kathetern zum Einsatz. Wegen der direkten Anordnung im Blutstrom ist die Genauigkeit größer. Thermische Methoden werden auch zur Bestimmung der mittleren Gewebsdurchblutung epidermal und an Organoberflächen angewandt.

Seit den 50-er Jahren wird, nachdem geeignete Transducer-Elemente aus der elektronisch-technischen Entwicklung verfügbar waren, auch mit Ultraschallwellen experimentiert (Haugen 1955: 99, Franklin, 100). Die Ultraschallwelle wird vom strömenden Fluid "mitgenommen". Sie ändert ihre Laufzeit zwischen Sender und Empfänger, ihre Phasenlage, und nach Streuung in der Flüssigkeit auch ihre Frequenz. Die Theorie sagt, daß alle drei Parameter linear von der Strömungsgeschwindigkeit abhängen. Jeder Parameter wurde in komplizierten elektronischen Signalverarbeitungsschaltungen als Grundlage des Meßsystems verwendet (Laufzeit: 101, Phasenverschiebung: 102, Frequenzverschiebung 103). Mit der Frequenzverschiebungsmessung ("Doppler"-Messung) ist bei zusätz-

licher Selektierung nach Schallwellenlaufzeiten auch der Entstehungsort der reflektierten Welle bestimmbar. Baker (104) und Peronneau (105) konnten so mit Vielkanal-Anlagen das instantane Strömungsprofil vermessen.

Sender- und Empfängertransducer werden meist in einer perivaskulären Manschette angeordnet. Auch mit kathetermontierten (106,107) und transcutanen (108,109) Sonden wird gearbeitet. Zur Zeit finden intensive Entwicklungsarbeiten (110,111,112) statt. Exakte Flußmessung mit transcutanen Sonden ist bisher noch nicht möglich. Die Ultraschallmeßmethoden sind grundsätzlich wohl gut für eine Miniaturisierung der Meßsonde geeignet. Von einer Arbeit, die sehr kleine Gefäße und chronische Implantation betrifft, ist bisher jedoch nichts bekannt geworden. Das Meßverfahren bestimmt immer nur Strömungsgeschwindigkeiten, nie totale Flüsse. Bei der Flußberechnung gehen Strömungsprofilvariationen ein. Der Winkel zwischen Ultraschallstrahl und Strömungsrichtung muß bekannt sein und experimentell konstant gehalten werden. Gemessen wird nur die Strömungsgeschwindigkeitskomponente in Richtung des Schallstrahles.

In früheren Publikationen wurde über große Probleme bezüglich der Stabilität der Nullpunktsanzeige berichtet. Gegenwärtig wird wahrscheinlich aus diesem Grund hauptsächlich das Doppler-Frequenzverschiebungs-Verfahren angewandt. Die modernen Vielkanal-Systeme könnten sich vielleicht für strömungsmechanische Studien als sehr wertvoll erweisen.

Seit einigen Jahren wird auch am Laser-Doppler-Flowmeter (113,114,115) und am Kernspinresonanz-Flowmeter unter Verwendung der bildgebenden NMR-Technik (116,117) entwickelt.

Das elektromagnetische Flußmeßprinzip wurde von Kolin (181) und Wetterer (182) 1936 erstmals an Blutgefäßen eingesetzt. Die Meßanordnung zeigt Abbildung I.15.

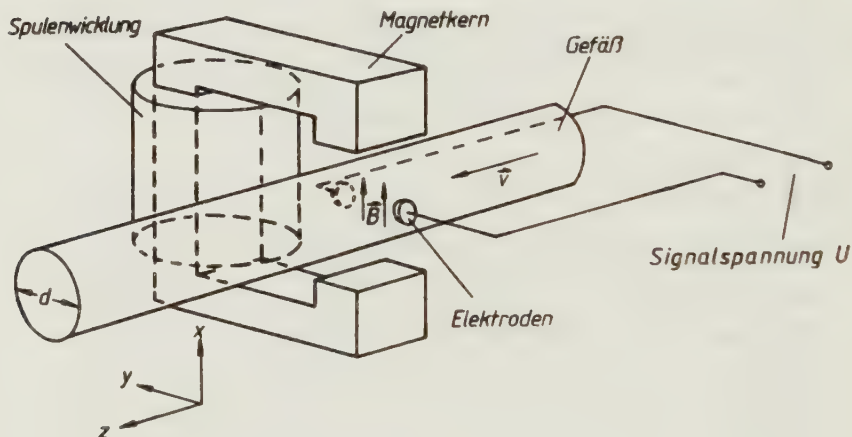


Abbildung I.15: Flowmeter-Meßsonde nach dem elektromagnetischen Prinzip ($\vec{B}$ = Magnetfeld, $\vec{v}$ = Blutströmungsgeschwindigkeit, d = Lumendurchmesser des Gefäßes).

Ein Elektromagnet, bestehend aus Magnetkern und Stromspule, erzeugt in seinem Spalt das Magnetfeld $\vec{B}$. Hier kommt das uneröffnete Gefäß zu liegen. Die Blutströmungs- und Magnetfeldrichtung sind zueinander senkrecht. Mit zwei Metallelektroden, deren Verbindungslinie auf beiden genannten Richtungen senkrecht steht, wird an der Gefäßaußenwand eine Spannung abgegriffen. Über das intra- und extrakorporale Kabel gelangt sie zur Flowmeterverstärkerelektronik. Hier wird das Signal verarbeitet und angezeigt. Die Anordnung nach Abbildung I.15 ist verklebt und gekapselt im Meßkopf ent-

halten. Das zylinderförmige Meßlumen ist mit einem Schlitz zur Aufnahme des Gefäßes versehen. Kleinste kommerzielle Sonden sind etwa $7 \times 4 \times 3$ mm groß und zur Messung an Gefäßen mit Außendurchmesser 0,8 mm und weniger bestimmt.

Das Meßverfahren ist seit seiner Einführung weit fortentwickelt worden. Das Prinzip hat mehrere grundsätzliche Vorzüge und schien für weitere verbessernde Modifikation und wesentliche Miniaturisierung geeignet.

II. Theoretische Grundlagen, historische Entwicklungsstufen und gegenwärtiger Stand elektromagnetischer Blutflußmeßmethoden

II.1 Lorentz-Kraft und fluidströmungsabhängige elektrische Spannung

Die Flußmeßmethode nach dem elektromagnetischen Prinzip basiert auf dem Lorentz-Kraftgesetz der Elektrodynamik (Hendrik Antoon Lorentz 1853–1928). Auf bewegte freie Ladungen q wirkt im Magnetfeld $\vec{B}$ die Kraft $\vec{K}$ entsprechend:

$$\vec{K} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{II.1})$$

$\vec{v}$ ist die Geschwindigkeit der Ladung. $\vec{K}$ steht also senkrecht auf $\vec{v}$ und $\vec{B}$ und ist dem Betrage nach proportional zu $\vec{v} = |\vec{v}|$, $\vec{B} = |\vec{B}|$ und dem Sinus des Winkels zwischen $\vec{v}$ und $\vec{B}$ (siehe Abb. II.1).

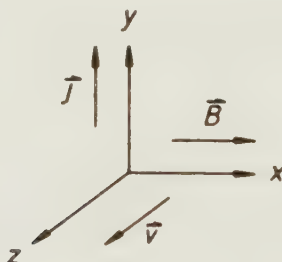


Abbildung II.1: Winkelbeziehungen zwischen den Vektorgößen $\vec{B}$, $\vec{v}$ und $\vec{j}$; $\vec{K}$ und $\vec{j}$ sind parallel.

Bei elektrischen Meßprozessen sind nahezu immer auch elektrische Felder $\vec{E}$ beteiligt. Ihre Kraftwirkung auf Ladungen wird durch das Coulomb-Gesetz (Charles Augustin de Coulomb, 1736–1806)

$$\vec{K} = q \cdot \vec{E} \quad (11.2)$$

beschrieben. Die resultierende Kraft ist also:

$$\vec{K} = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (11.3)$$

$\vec{K}$ beschleunigt die freien Ladungen, also die Ionen des Elektrolytes bzw. Blutes, und führt zu einem Stromfluß $\vec{j}$. Dieser ist nach dem Ohm'schen Gesetz

$$\vec{j} = N \cdot \mu \cdot \vec{K} \quad (11.4)$$

proportional zur treibenden Kraft. Die verbindende Konstante μ heißt Beweglichkeit, N ist die Ladungsträgerdichte.*

* Für Elektrolyten muß 11.4 genauer $\vec{j} = (\sum_i N_i \cdot \mu_i) \cdot \vec{K}$ heißen; $\sum_i$ läuft über alle Ionenarten i ; für obige Überlegungen spielt dies jedoch keine Rolle. Die häufiger gebrauchte elektrische Leitfähigkeit σ ist in dieser Notierung:

$$\sigma = \sum_i q_i \cdot N_i \cdot \mu_i$$

q_i ist die Ladung der i -ten Ionenart.

Beim elektromagnetischen Flußmeßprinzip arbeitet man mit hochohmigen Eingangsverstärkern, d.h. man mißt (nahezu) stromlos. Der Grund dafür liegt, wie im Kapitel II.4 und II.9.1 dargestellt werden wird, in der Meßgenauigkeit. Ferner sei zunächst der Vektor $\vec{v} \times \vec{B}$ als konstant im Meßvolumen angenommen. Dann ist $\vec{j}$ und somit auch $\vec{K}$ überall Null und es folgt aus (II.3):

$$\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{II.5})$$

Die mit der Blutströmung $\vec{v}$ sich bewegendenden Ionen generieren also infolge von $\vec{B}$ das elektrische Feld $\vec{E}$. Es seien sowohl $\vec{B} = \begin{pmatrix} B \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ als auch $\vec{v} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v \end{pmatrix}$ über die Strecke d zwischen den Meßelektroden in y - Richtung konstant (siehe Abb. I.15). Dann wird nach Gl.II.5 $\vec{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ E \\ 0 \end{pmatrix}$ und der Betrag von $\vec{E}$ ist

$$E = -v \cdot B$$

Das Potential U , also die Meßspannung, über die Strecke d ist mit der Beziehung für räumlich homogene Felder $U = -E \cdot d$

$$U = v \cdot B \cdot d \quad (II.6)$$

(II.6) gibt die Meßspannung eines Flowmeters an, bei dem das Magnetfeld, die Strömung und das elektrische Feld homogen sind und aufeinander senkrecht stehen. U ist linearproportional zu v . Dies ist ein ganz wesentlicher Vorzug der elektromagnetischen Flußmeßmethode – er bleibt auch, wie noch gezeigt wird, bei räumlich inhomogener Strömungsverteilung erhalten. Die eigentlich interessierende Meßgröße, der Blutfluß F , ist

$$F = \int_S \vec{v} \cdot d\vec{s} \quad (II.7)$$

$\int_S$ ist ein sog. Flächenintegral über dem Strömungsquerschnitt, also das Lumen des Gefäßes. Man kann sich das Integral als sehr große Summe aus kleinen Flächenstückchen der Größe $d\vec{s}$, die zusammen den ganzen Querschnitt S ausfüllen, vorstellen. In jedem Flächenstück wird $\vec{v}$ als konstant über $d\vec{s}$ angenommen und das Skalarprodukt $\vec{v} \cdot d\vec{s}$ gebildet. $\vec{v} \cdot d\vec{s}$ mißt die Strömungskomponente, die senkrecht durch $d\vec{s}$ fließt. Strömungskomponenten parallel zu $d\vec{s}$ liefern $\vec{v} \cdot d\vec{s} = 0$ und tragen, wie auch anschaulich plausibel ist, zum Gesamtfluß F nicht bei.

Aus II.7 sieht man, daß F linear-proportional zu $v = |\vec{v}|$ ist. Somit sind auch die Meßspannung U und der Fluß F zueinander proportional. Das elektromagnetische Flowmeter hat also eine in F lineare Eichkurve.

Die Proportionalität von F und v in (II.7) ist jedoch nur gegeben und begrifflich sinnvoll, wenn sich die räumliche Struktur von v , also die Strömungsverteilung, mit variablem totalen Fluß F nicht ändert.

Dies ist in der Physiologie der Blutströmungen im allgemeinen aber nicht der Fall, wobei viele Faktoren eine Rolle spielen. Der Gegenstand wird noch genauer behandelt werden.

Gut konstruierte elektromagnetische Flowmeter messen jedoch, unbeeinflusst oder nahezu unbeeinflusst von der Art der Strömungsverteilung, auch bei beliebiger turbulenter Strömung, immer genau die totale Flußgröße F . Die Proportionalität von U und F ist ebenfalls erhalten. Diese Flowmeter müssen bestimmte Bedingungen an das dreidimensional "aufgespannte" Magnetfeld und das Feld des elektrischen Stromes $\vec{j}$ zwischen den Meßelektroden erfüllen. Die Bedingungen sind mathematischer Art und nur in dieser "Sprache" formulierbar. Aus diesem Grunde und auch wegen vieler Gegenstände, die in den weiteren Kapiteln behandelt werden, wird im folgenden die mathematische Theorie des elektromagnetischen Flowmeters in groben und grundlegenden Zügen dargestellt. Der begleitende Text ist relativ breit erläuternd und veranschaulichend. Wichtige Beobachtungen, Schwierigkeiten, usw., wie sie aus der experimentellen Praxis bekannt sind, lassen sich häufig unmittelbar aus der Theorie folgern. Sie können somit verstanden und gegebenenfalls modifiziert werden.

Die gesamten elektrischen, magnetischen und optischen Erscheinungen der Natur mit Ausnahme der Quanteneffekte werden durch folgende vier Grundgleichungen, den Maxwell'schen Gleichungen (James Clerk Maxwell, 1831-1879), beschrieben:

$$\oint_L \vec{E} \, d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \, d\vec{s} \quad (\text{II.8a}), \quad \text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.8})$$

(Faraday'sches Induktionsgesetz)

$$\oint_L \vec{B} \, d\vec{l} = \mu \cdot I + \mu \cdot \epsilon \int_S \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \, d\vec{s} \quad (\text{II.9a}), \quad \text{rot } \vec{B} = \mu \cdot \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \cdot \vec{j} \quad (\text{II.9})$$

(Ampere-Maxwell'sches Gesetz)

$$\oint_S \vec{E} \, d\vec{s} = \frac{1}{\epsilon} Q \quad (\text{II.10a}), \quad \text{div } \vec{E} = \frac{1}{\epsilon} g \quad (\text{II.10})$$

(Gauss'sches Gesetz für E)

$$\oint_S \vec{B} \, d\vec{s} = 0 \quad (\text{II.11a}), \quad \text{div } \vec{B} = 0 \quad (\text{II.11})$$

(Gauss'sches Gesetz für B)

$\vec{j}$ Stromdichte

ϵ Dielektrizitätskonstante

g Ladungsdichte

μ Permeabilität

I Strom

Q Ladung

Die beiden Gleichungen jeder Zeile sind völlig gleichwertig. Bei praktischer Rechenarbeit wird jeweils die geeignete Formulierung gewählt. Die Integrale $\oint \vec{ds}$ (= Kreisintegral über S) sind Flächenintegrale über eine dreidimensional geschlossene Fläche (z.B. gesamte Oberfläche eines Zylinders), $\int \vec{ds}$ sind Flächenintegrale über ein beliebig im Raum liegendes Flächenstück, dessen Berandung die Linie L bildet, $\oint d\vec{l}$ sind Linienintegrale.

$\frac{\partial}{\partial t}$ bedeutet "partielle" Ableitung des Feldes nach der Zeit. rot (sprich: Rotation), div (sprich: Divergenz), grad (sprich: Gradient), Δ (sprich: Delta) sind sog. Differentialoperatoren, d.h. Vorschriften zur Ableitung von Feldern im dreidimensionalen Raum. In kartesischen Koordinaten ist:

$$\text{rot } \vec{B} = \text{rot} \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} =: \begin{pmatrix} \frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} \\ \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{=: heißt} \\ \text{„definiert als“} \end{array}$$

$$\text{div } \vec{B} = \text{div} \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} =: \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

$$\text{grad } U = \Delta U = \begin{pmatrix} \frac{\partial U}{\partial x} \\ \frac{\partial U}{\partial y} \\ \frac{\partial U}{\partial z} \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} \Delta U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \end{array}$$

Der Operator rot ist gemäß seiner Definition

$$\left| \text{rot } \vec{B} \right|_{\text{normal auf der Fläche S}} =: \lim_{S \rightarrow 0} \frac{1}{S} \oint \vec{B} d\vec{l}$$

L ist die Berandung der Fläche S

an den Stellen des Raumes von Null verschieden, an denen die "Wirbel" des Feldes entstehen, zunehmen oder abnehmen. Unter Wirbel sind geschlossene Linien beliebiger Form im Dreidimensionalen, wie sie etwa aus Darstellungen der Feldlinienbilder von Magneten, Spulen, Leitern usw. bekannt sind, zu verstehen. Im Inneren eines gleichstromdurchflossenen Drahtes ist z.B. $\text{rot } \vec{B} \neq 0$ (siehe Abb. II.3).

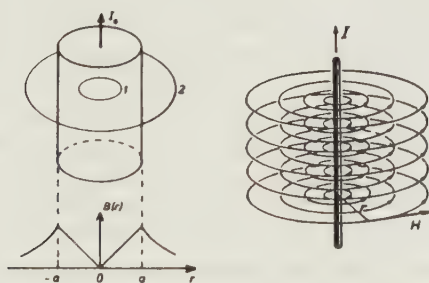


Abbildung II.3: Größe des Magnetfeldes innerhalb und außerhalb eines geraden stromdurchflossenen Drahtes. Die Feldlinien sind konzentrische Kreise. Innerhalb des Drahtes ist $\text{rot } \vec{B} \neq 0$.

Die Divergenz ist mit ihrer Definition

$$\text{div } \vec{E} =: \lim_{N \rightarrow 0} \frac{1}{N} \int \vec{E} \cdot \vec{ds}$$

S ist die Oberfläche des Volumens N

in (als klein gedachten) Volumenelementen N des Raumes von Null verschieden, in die mehr Feldlinien einmünden als dort entstehen oder umgekehrt. Sie ist also im Bereich der "Quellen" oder "Senken" des Feldes von Null verschieden. Als Beispiel stelle man sich das Feldlinienbild einer Punktladung, einer geladenen Kugel oder eines Plattenkondensators vor (siehe Abb. II.4).

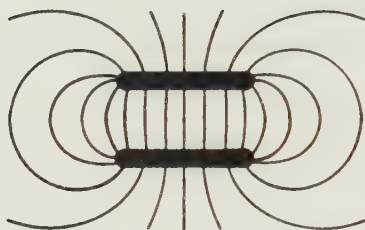


Abbildung II.4: Schematische Darstellung der Feldlinien eines Plattenkondensators. An den Oberflächen der Metallplatten entstehen und verschwinden die Feldlinien, d.h. dort ist $\text{div } \vec{E} \neq 0$. Innerhalb eines Leiters ist $\vec{E} = 0$.

Der Gradient eines skalaren Feldes U ist ein Vektorfeld. Der Vektor zeigt in jedem Raumpunkt in die Richtung der größten Änderung von U , steht also senkrecht auf den Äquipotentialflächen von U : dies sind beliebig in Dreidimensionalen gekrümmte Flächen, auf denen U jeweils einen konstanten festen Wert hat. Sein Betrag ist gleich der Änderung von U . Als Beispiel stelle man sich das Potentialfeld U bzw. dessen Äquipotentialflächen zwischen zwei entgegengesetzt geladenen Kugeln und das zugehörige Gradientenfeld, das elektrische Feld $\vec{E}$ vor (siehe Abb. II.5).

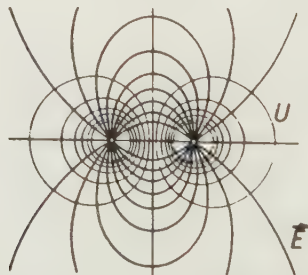


Abbildung II.5: Potentialfeld U und zugehöriges Gradientenfeld $\vec{E}$ zwischen zwei entgegengesetzt geladenen Kugeln.

Nun sei Gleichung II.9. betrachtet. Im Flowmeterlumen existiere ein zeitabhängiges elektrisches Feld $\vec{E}$. Es kann entweder durch die Betriebsart mit einem Wechselmagnetfeld nach Gleichung II.5 oder infolge eines phasischen, also zeitabhängigen Blutflusses entstanden sein. Mit $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \sin \omega \cdot t$, ist die Frequenz, und Gleichung II.4 in der Form $\vec{j}(t) = \delta \cdot \vec{E}(t)$ ist II.9

$$\text{rot } \vec{B} = \mu (\epsilon \omega \vec{E}_0 \cdot \cos \omega t + \delta \vec{E}_0 \cdot \sin \omega t).$$

$\epsilon \omega$ ist für eine Betriebsfrequenz von 400 Hz mit $\delta_{\text{Blut}} = 80 \epsilon_0 \quad 4,4 \cdot 10^{-7} \frac{\text{A}}{\text{Vm}}$
 $\delta_{\text{Blut}} = 0,7 \frac{\text{A}}{\text{Vm}}$. Der Verschiebungsstromterm $\mu \epsilon \frac{d\vec{E}}{dt}$, der für die Existenz elektromagnetischer Wellen verantwortlich ist, kann also bei weitem gegenüber $\mu \vec{j}$ vernachlässigt werden. Für elektromagnetische Flowmeter (EMF) üblicher Art gilt also immer die Ampere'sche Gleichung der Magnetostatik

$$\text{rot } \vec{B} = \mu \vec{j} \quad (\text{II.12})$$

Nach Anwendung des Operators div auf II.12 erhält man, da $\text{div rot } \vec{X}$ für jedes Feld $\vec{X}$ Null ist:

$$\text{div } \vec{j} = 0 \quad (\text{II.13})$$

Das Stromfeld $\vec{j}$ des EMF ist quellen- und senkenfrei.

Mit II.3 und II. 4 in der Form

$$\vec{j} = \delta (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{II.14})$$

folgt nach Anwendung von div

$$\text{div } \vec{E} = -\text{div } \vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{II.15})$$

und mit Faraday (II.8) war

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.8})$$

Aus der Mathematik ist bekannt, daß jedes (physikalisch sinnvolle) Feld $\vec{X}$ eindeutig in ein wirbelfreies oder konservativ genanntes Feld $\vec{X}_1$, das $\text{rot } \vec{X}_1 \equiv 0$ ($\equiv$ heißt "identisch gleich") erfüllt, und ein quellenfreies Wirbelfeld $\vec{X}_2$, das $\text{div } \vec{X}_2 \equiv 0$ erfüllt, zerlegt werden kann. Es ist dann

$$\vec{X} = \vec{X}_1 + \vec{X}_2$$

Jedes konservative Feld hat ein zugehöriges (skalares) Potentialfeld, aus dem es nach der üblichen Definition

$$\vec{E} = -\text{grad } U \quad (\text{II.16})$$

dargestellt werden kann.

Man sieht aus II.15 und II.8, daß das elektrische Feld des EMF aus zwei solchen Anteilen besteht. Das Wirbelfeld $\vec{E}^{\text{Quadr.}}$ (Quadr. = "quadratur Voltage"), das infolge des zeitabhängigen Magnetfeldes im Flowmeterlumen und in der aus Meßelektroden, Elektrolyt, Zuführungsdrähten und Verstärkereingang bestehenden Leiterschleife zu zirkulierenden Strömen führt. Man sieht, daß es für ein sinusförmiges Magnetfeld wegen der Zeitableitung um 90°

phasenverschoben zum Magnetfeld am Verstärkereingang erscheint. In der Literatur wird es deshalb auch als Quadratur -EMF (=elektromagnetic force) bezeichnet. $\vec{E}^{\text{Quadr.}}$ liefert eine unerwünschte und um viele Zehnerpotenzen größere Spannung als $\vec{E}^{\text{F}}$ (F = Flow), das sich aus II.15 ableitet und die Flowmetermeßspannung erzeugt. Es ist also

$$\text{div } \vec{E}^{\text{F}} = - \text{div } \vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{II.15})$$

und

$$\text{rot } \vec{E}^{\text{Quadr.}} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.8})$$

Sei für einen Moment das EMF mit einem Gleichmagnetfeld betrieben; dann ist $\text{rot } \vec{E} = 0$ und nach Anwendung von rot auf II.14 ergibt sich

$$\text{rot } \vec{j} = \delta \text{rot } \vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{II.17})$$

Das Wirbelfeld von $\vec{v} \times \vec{B}$ führt also zu dem phasensynchronen und flußabhängigen Wirbelstromfeld $\vec{j}$ gleicher Gestalt. Der konservative Anteil von $\vec{v} \times \vec{B}$ liefert gemäß II.15 das konservative Nutzfeld $\vec{E}^{\text{F}}$ (siehe Abb. II.6). Mit II.16 und $\text{div grad} = \Delta$ (=Laplace'scher Operator) wird aus II.15

$$\Delta U = \text{div } \vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{II.18})$$

und nach Anwendung der Vektorgebra auf der rechten Seite

$$\Delta U = \vec{B} \text{ rot } \vec{v} - \vec{v} \text{ rot } \vec{B}$$

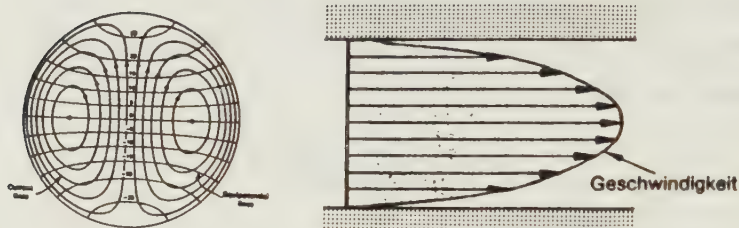


Abbildung II.6: Wirbelstromfeld $\vec{j}$ und Potential U des konservativen Nutzfeldes $\vec{E}^F$ über den Lumenquerschnitt (links) bei parabolischer Strömungsverteilung (rechts), (nach Thürlmann, 119).

Die Ströme im Elektrolyten produzieren ihrerseits nach (II.12) ein Magnetfeld im Meßvolumen. Sie sind jedoch wegen des niedrigen Zahlenwertes der elektrischen Leitfähigkeit δ von Blut und Gewebe und üblicher EMF-Betriebsfrequenzen so klein, daß ihr Magnetfeld gegenüber dem von außen angelegten vernachlässigt werden kann. Es ist also im Flowmeterlumen $\text{rot } \vec{B} = 0$ und damit

$$\Delta U = \vec{B} \text{rot } \vec{v} \quad (\text{II.19})$$

Gleichung II.18 bzw. dessen vereinfachte Version II.19 ist die fundamentale Flowmeter-Beziehung, eine sog. partielle Differentialgleichung von der Form der Poisson'schen Gleichung. Sie bestimmt bei vorgegebenem Magnetfeld $\vec{B}$ und Fluidströmungsfeld $\vec{v}$ das dreidimensionale Potentialfeld U , welches an den

beiden Stellen der Elektroden zur Messung abgeleitet wird. Die Größe $\vec{B} \cdot \text{rot } \vec{v}$ bzw. $\text{div } \vec{v} \times \vec{B}$ kann man in Parallelität zur Poisson'schen Gleichung der Elektrostatik

$$\Delta U = -\frac{1}{\epsilon} \rho \quad (11.20)$$

die sich mit 11.16 unmittelbar aus der Maxwell-Gleichung 11.10 ableitet, als Ladungsverteilung im EMF-Lumen auffassen. Rechenmethoden und Ergebnisse der Elektrostatik sind übertragbar sofern ϵ isotrop (d.h. in jeder Raumrichtung den gleichen Wert besitzend) und konstant ist. Ist dies nicht der Fall, z.B. da die Gefäßwände elektrisch weniger leiten als Blut, spielen die elektrischen Ströme und zugehörige sog. Randwertbedingungen für die Lösung eine Rolle.

Viele Autoren haben sich mit den mathematischen Problemen der Lösung von 11.19 beschäftigt (118 bis 131). Analytische und numerische Ergebnisse wurden nur unter vereinfachenden Annahmen über das Magnetfeld (z.B. sehr lang in z-Richtung und homogen, inhomogen in der x-y Ebene aber invariant (= nicht veränderlich) in der z-Richtung) und vor allem das Fluidströmungsfeld $\vec{v}$ (achsensymmetrisch geradlinig, achsenparallel geradlinig) gefunden. Andere Konstruktions- und Applikationsparameter konnten besser in die Rechnungen einbezogen werden (Punktelektroden, große Elektroden, Gradientenelektroden, Leitfähigkeitsvariation in Gefäßwand, Flüssigkeitsschicht zwischen Gefäß und Sondenmanschette, umgebendes Gewebe, anisotrope Leitfähigkeit von strömendem Blut und Gefäßwand). In den neueren Arbeiten von Baker (145), Hemp (148), Bevier (156) Wyatt (163) und O'Sullivan (164) werden auch 3-dimensionale kurze Magnetfelder, wie sie fast ausschließlich in der Praxis gebräuchlich sind, berechnet. Die erwähnten Näherungsannahmen über die

Strömungsverteilung widersprechen im physiologischen Experiment häufig der realen Situation. Dafür sind eine Reihe von Gründen, die in Kürze behandelt werden, verantwortlich.

Bevir hat in seinen Arbeiten (133) u. (137) sehr richtig festgestellt, daß die Flowmetergleichung II.18 bzw. II.19 viel mehr Information bei ihrer Lösung liefert, als eigentlich benötigt wird. U ist nur an den Stellen der Elektroden von Interesse. Die räumliche Verteilung von U und $\vec{j}$ hängt von $\vec{B}$ und vom Fluidströmungsfeld $\vec{v}$ ab; dieses ist im Experiment beliebig variabel. In seiner genialen Arbeit (137) von 1970 fand er nach vorbereitenden Gedanken von Shercliff (126, 127) einen mathematischen Ausdruck und ein Kriterium, das den Flowmeterresponse und die Fluidströmungsverteilung voneinander entkoppelt. Er führte den Begriff des "idealen Flowmeters" ein. In Bevir's Sinne ideal ist ein Flowmeter, wenn es unabhängig von der Strömungsform, gleichgültig ob geradlinig, schräg, geschichtet oder beliebig turbulent, immer exakt den makroskopisch totalen Fluß mißt. Wegen der fundamentalen Bedeutung soll hier die mathematische Deduktion, die relativ einfach ist, vollzogen werden.

Das Flowmeter sei auf zweierlei Art betrieben. Einmal in der gewohnten, mit äußerem Magnetfeld und Fluidströmung. U^F und $\vec{j}^F$ ist in diesem Fall mit dem Index F (=fluid flow) versehen. Im anderen Fall herrsche Strömungsstillstand. An den Elektroden werde eine so große äußere Spannung angelegt, daß der Strom einer Maßeinheit fließt. Die zugehörigen $U^{Meß}$ und $\vec{j}^{Meß}$ erhalten den Index "Meß". Die Leitfähigkeit darf anisotrop und ortabhängig sein. Dies wegen der Ausrichtung der Erythrozyten in Strömungsrichtung, ihrer Konzentrierung in den mittleren (schnellsten) Blutfluß und der unterschied-

lichen Leitfähigkeit der Gefäßwand in radialer, azimuthaler und longitudinaler Richtung. $\mathcal{E}$ wird dann durch die zweifach indizierte Größe $\mathcal{E}_{ik}$, einen sogenannten Tensor, beschrieben. Die Indices i und k laufen je von 1 bis 3 (den drei Raumrichtungen). $\mathcal{E}_{ik}$ ist aus physikalischen Gründen symmetrisch, d.h. $\mathcal{E}_{ik} = \mathcal{E}_{ki}$ *. II.14 heißt also verallgemeinert

$$\vec{j}^F = \mathcal{E}_{ik} (\vec{E}^F + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{II.21})$$

Da E^F konservativ ist, kann es nach II.16 durch sein Potential dargestellt werden, also ist

$$\vec{j}^F = \mathcal{E}_{ik} (-\text{grad } U^F + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{II.21})$$

oder in einzelnen Komponenten geschrieben

$$j_i^F = \mathcal{E}_{ik} \left[-\frac{\partial U^F}{\partial x_k} + (\vec{v} \times \vec{B})_k \right] \quad (\text{II.22})$$

(Die rechte Seite ist eine Summe über $k = 1, 2, 3$). Im zweiten Fall der von außen angelegten Spannung ist analog zu II.4

$$j_i^{\text{Meß}} = \mathcal{E}_{ik} \cdot E_k^{\text{Meß}} \quad (\text{II.23})$$

und ebenso

$$j_i^{\text{Meß}} = -\mathcal{E}_{ik} \frac{\partial U^{\text{Meß}}}{\partial x_k} \quad (\text{II.24})$$

* siehe Lehrbücher der theoretischen Physik

Der Gauß'sche Integralsatz lautet:

$$\oint_S \vec{X} \cdot \vec{ds} = \int_N \operatorname{div} \vec{X} \, dn \quad (\text{II.25})$$

S ist die Oberfläche des Volumens N. Damit kann man schreiben:

$$\oint_{S_1 + S_2 + S_{\text{sonst.}}} (U^F \cdot \vec{j}^{\text{Meß}} - U^{\text{Meß}} \cdot \vec{j}^F) \, ds = \int_N [\operatorname{div}(U^F \cdot \vec{j}^{\text{Meß}}) - \operatorname{div}(U^{\text{Meß}} \cdot \vec{j}^F)] \, dn$$

S_1 und S_2 seien die Grenzflächen, an denen die Gefäßwand oder das Fluid die beiden Elektroden berührt. $S_{\text{sonst.}}$ seien die isolierenden Oberflächen von Sondenkopf, Kabel und angeschlossenem Gerät durch die keine Ströme fließen, also keine Beiträge zum Integral auf der linken Seite liefern. N sei im Moment der ganze Raum außerhalb $S_1 + S_2 + S_{\text{sonst.}}$, also Flowmeterlumen + Freiraum außer Sondenvolumen, Kabel und Zusatzgeräte. Mit II.13 für $\vec{j}^{\text{Meß}}$ und $\vec{j}^F$ und Operatorenrechenregeln ist, da $\vec{j}^{\text{Meß}}$ und $\vec{j}^F$ schnell mit der Entfernung vom EMF verschwindet:

$$\int_{S_1 + S_2} (U^F \cdot \vec{j}^{\text{Meß}} - U^{\text{Meß}} \cdot \vec{j}^F) \, \vec{ds} = \int_N (\nabla U^F \cdot \vec{j}^{\text{Meß}} - \nabla U^{\text{Meß}} \cdot \vec{j}^F) \, dn \quad (\text{II.26})$$

Da "stromlos" gemessen wird, ist

$$\int_{S_1} \vec{j}^F \cdot \vec{ds} = 0 \quad \int_{S_2} \vec{j}^F \cdot \vec{ds} = 0 \quad (\text{II.27})$$

Bei Anlegen der äußeren Spannung fließt der Einheitsstrom, also

$$\int_{S_1} \vec{j}^{Me\beta} d\vec{s} = -1 \quad \int_{S_2} \vec{j}^{Me\beta} d\vec{s} = 1 \quad (II.28)$$

U^F und $U^{Me\beta}$ sind konstant über S_1 und S_2 , da die Leitfähigkeit des Elektrodenmetalls sehr viel größer als die des Elektrolyten ist, können also vor die Integrale gezogen werden. Dann ist, wie man durch Einsetzen sofort sieht:

$$U_2^F - U_1^F = \int_N \left[-\frac{\partial U^F}{\partial x_i} \delta_{ik} \frac{\partial U^{Me\beta}}{\partial x_k} + \frac{\partial U^{Me\beta}}{\partial x_i} \delta_{ik} \frac{\partial U^F}{\partial x_k} - \frac{\partial U^{Me\beta}}{\partial x_i} \delta_{ik} (\vec{v} \times \vec{B})_k \right] dn \quad (II.29)$$

Der erste und zweite Term unter dem Integral heben sich wegen der Symmetrie von δ_{ik} weg und es wird:

$$U_2^F - U_1^F = - \int_N (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{j}^{Me\beta} dn \quad (II.30)$$

Mit elementarer Vektoralgebra ergibt sich schließlich:

$$U^F = U_1^F - U_2^F = \int_N \vec{v} \cdot \vec{W} dn \quad (II.31)$$

mit

$$\vec{W} = \vec{B} \times \vec{j}^{Me\beta}$$

$\vec{W}$ wird Gewichtsvektorfeld genannt.

Man sieht, daß die EMF-Meßspannung U^F sich zusammensetzt aus einer sehr großen Summe über viele kleinste Raumstückchen, in denen jeweils das Skalarprodukt $\vec{v} \cdot \vec{W}$ gebildet wird. Die Größe $\vec{v} \cdot \vec{W}$ ist proportional zum Cosinus des Zwischenwinkels und zum Betrag von $\vec{W}$. Der Strömungsvektor $\vec{v}$ trägt also an jeder Stelle am Feld $\vec{W}$ "gewichtet" zu U^F bei.

$\vec{W}$ enthält $\vec{j}^{\text{Meß}}$, das Stromfeld bei Anlegen der äußeren Spannung. Da es mit dem Stromfeld $\vec{j}^F$ beim Betrieb als Flowmeter, beschrieben durch Gleichung II.17 und II.8 (bzw. bei anisotropem $\vec{D}$ abgeleitet aus II.21) nichts zu tun hat, nennt es Bevir "virtual current". Es ist dasjenige Stromfeld, das für die Messung "eigentlich wesentlich" ist und heißt Meßstromfeld $\vec{j}^{\text{Meß}}$. Natürlich überlagern sich beide Felder in praxi. Das Flowmeterfeld $\vec{j}^F$ wird in sehr geringem Ausmaß durch das Meßstromfeld alteriert.

$\vec{j}^{\text{Meß}}$ ist durch die Konstruktion des Flowmeters und die räumliche Verteilung der Leitfähigkeit (Blut, Gefäß) vollständig festgelegt (siehe Abb. II.7).

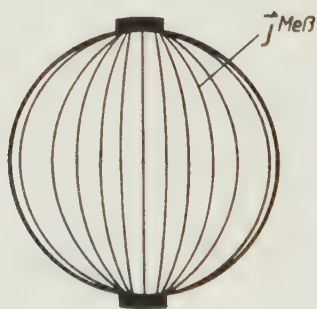


Abbildung II.7: Schematische Darstellung des Meßstromfeldes $\vec{j}^{\text{Meß}}$ über den Lumenquerschnitt.

Wesentliche Parameter sind die Elektrodengestalt, -größe und -lage sowie die Form des (elektrisch isolierenden) Sondenhohlraums (meist zirkulär). Es kann aus II.24 kombiniert mit II.13, die auch für $\vec{j}^{\text{Meß}}$ gilt, berechnet werden. Ferner wird $\vec{B}$ komplett durch das Flowmeterdesign bestimmt, und somit auch das resultierende Gewichtsvektorfeld $\vec{W}$. Eine geringfügige Variation ergibt sich nur, falls sich das Leitfähigkeitsverhältnis Blut-Gefäßwand, die Gefäßwanddicke oder die Blut-Leitfähigkeitsverteilung von Versuch zu Versuch wesentlich ändert.

Man kann sich (II.30) auch sehr schön anschaulich ableiten. Dazu stelle man sich das Fluidkontinuum als dreidimensionales Netzwerk aus sehr vielen parallel und in Reihe geschalteten Widerständen vor. Bei Anlegen einer Spannung an den zwei Randpunkten (den Elektroden) sind Strom und Spannung zwischen zwei benachbarten Knoten des Netzes immer zueinander proportional. Umgekehrt ist die Spannung an den Elektroden infolge der Richtungskomponente der lokalen Spannung $\vec{v} \times \vec{B}$, die zwischen zwei Knoten und in deren Richtung anliegt, genauso groß wie der Strom zwischen den zwei Knoten, wenn der Einheitsstrom durch die Elektroden fließt. Das Spannungsfeld $\vec{v} \times \vec{B}$ ("Flowmetergeneratorfeld") wird an $\vec{j}^{\text{Meß}}$ "gewichtet".

Nach Shercliff (126, 127) und Bevir (137) mißt ein Flowmeter genau dann den makroskopischen Nettofluß, auch bei beliebig komplizierten, verwirbelten Strömungen, Teilrückflußzonen, "schräger" Flußrichtung und ähnlichem, ist also "ideal", wenn das Gewichtsvektorfeld $\vec{W}$ der Sonde die Bedingung

$$\text{rot } \vec{W} \equiv 0 \quad (\text{II.32})$$

erfüllt.

Äquivalent dazu ist, wenn das Linienintegral

$$\oint_L \vec{W} \cdot d\vec{l} = 0 \quad (II.33)$$

für jede beliebige, geschlossene Schleifenkurve L im Flowmeterlumen gleich null ist. Der einfache Beweis kann in (137) S. 580 nachgelesen werden.

Es gibt zwei experimentell realisierbare Flowmeter, die II.32 exakt erfüllen. Dazu muß entweder $\vec{B}$ oder $\vec{j}^{\text{Meß}}$ räumlich konstant (= homogen) sein und das andere Feld darf nur Vektorrichtungen aufweisen, die in Ebenen senkrecht zum homogenen Feld liegen. Ein Beispiel zeigt Abb. II.8.

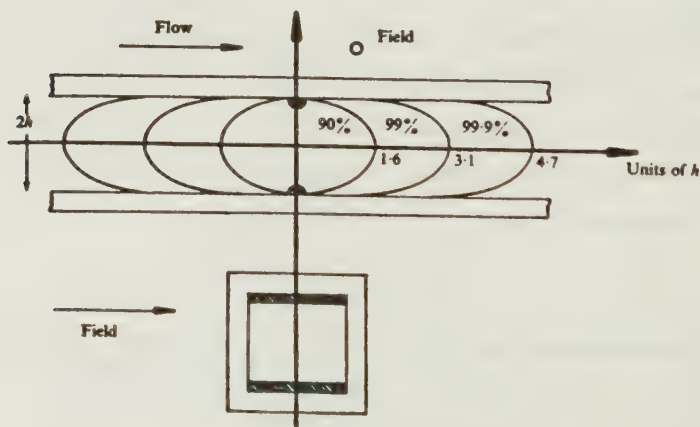


Abbildung II.8: Ideales Flowmeter, mit quadratischem Lumen im Längs- und Querschnitt (nach Bevir, 137).

Das Flowmeter hat rechteckigen (oder quadratischen) Querschnitt. Die Elektrodengestalt ist in der $\vec{B}$ -Richtung invariant, d.h. nicht variabel mit x , sonst beliebig. Damit wird aus geometrischen Gründen die Bedingung für $\vec{j}^{\text{Meß}}$ erfüllt. Die Elektroden können auch, anders wie in der Abbildung, versenkt in die Flowmeterwand und eben mit dieser abschließend sein. Arnold (165) verwendete 1951 ein solches Flowmeter, ohne jedoch zu erkennen, daß es ideal war. Abb. II.8 zeigt auch den Feldlinienverlauf von $\vec{j}^{\text{Meß}}$ und enthält Prozentangaben über den Beitrag von $\vec{W}$ zur Flowmetermeßspannung U^F nach Gleichung II.31 bei Integrationen über verschieden große Volumenbereiche. Beispielsweise soll das Magnetfeld eines Flowmeters von 1% Meßgenauigkeit in Strömungsrichtung über eine Länge von drei Durchmessern homogen sein. Man sieht schon, daß dies für physiologische Flowmeter wohl selten erfüllt werden kann, da außerordentlich große Magneten, verglichen mit dem Gefäßdurchmesser, erforderlich wären. Bevir hat ein solches Flowmeter experimentell getestet und für kompliziert verwirbelte Strömungen die idealen Meßeigenschaften nachgewiesen.

Für die zweite Lösung denkt man sich $\vec{j}^{\text{Meß}}$ und $\vec{B}$ vertauscht. Um $\vec{j}^{\text{Meß}}$ homogen zu machen, sind großflächige Elektroden erforderlich. Nach bisherigem Kenntnisstand existiert keine Publikation über ein solches Flowmeter.

Andere Formen von $\vec{B}$ und $\vec{j}^{\text{Meß}}$, die II.32 exakt erfüllen, wurden bisher nicht gefunden. Insbesondere gilt dies auch für die zirkuläre und kurze Geometrie des physiologischen Flowmeters. Es müßte wohl auch dafür eine Lösung, unter Betrachtung kurzer und "raumgekrümmter" dreidimensionaler Felder möglich sein.

Von Bevir wurde in (137) gezeigt, daß das Flowmeter mit punktförmigen oder

fast punktförmigen Elektroden niemals ideal sein kann. Dies liegt an der sehr starken Konzentrierung von $\vec{j}^{\text{Meß}}$ in der Nähe der Elektroden. Rummel und Ketelsen (166) und Hemp (148) haben jedoch nachgewiesen, daß es durch spezielle inhomogene Formung des Magnetfeldes wesentlich verbessert werden kann. Die Wärmeproduktion der Meßsonde steigt allerdings unter Beibehaltung der Magnetfelderzeugung mit den üblichen Elektromagneten auf das 25-fache an. In den letzten Jahren sind Versuche im Gange, am zirkulären Flowmeter große oder Vielfach-Elektroden zu verwenden, um damit $\vec{j}^{\text{Meß}}$ homogener zu machen (138, 139, 162, 167) und der oben angegebenen zweiten Lösung der Idealitätsdingung näher zu kommen.

Große Elektroden verändern jedoch infolge von Ablagerungs- und Verschmutzungsprozessen an ihren Oberflächen ständig und lokal unterschiedlich ihren Übergangswiderstand. Infolgedessen ist die Raumgestalt von $\vec{j}^{\text{Meß}}$ und damit die Flowmeterspannung U^F variabel und instabil. Ob dieses Problem experimentell gelöst werden kann, ist noch nicht sicher (162, 164). Für Flowmeter mit punktförmigen Elektroden existiert diese Schwierigkeit nicht. Zwar können auch sie verschmutzen und somit den Gesamt-Elektroden-Durchgangswiderstand ändern. Dies geht jedoch wegen der hochohmigen, also nahezu stromlosen Verstärkereingangsschaltung in die Messung nicht ein. $\vec{j}^{\text{Meß}}$ ändert seine Raumstruktur nicht, da Anfang und Ende der Feldlinien punktförmig durch die Elektroden definiert bleiben. Bei starker Verschmutzung stellen die Elektroden allenfalls ihre Funktion vollständig ein, was der Experimentator aber durch Absinken der Verstärkungsausgangsspannung bemerkt.

Seit Bevir's Arbeit von 1970 ist nur eine Publikation erschienen, die die dreidimensionale Idealitätsbedingung II.32 verwendet und theoretisch weiterführt (Hemp u. Wyatt 1981, (157)). Eine entsprechende experimentelle Arbeit

liegt bisher außer den schon erwähnten Näherungsversuchen, nicht vor.

Alle bisher verwendeten physiologischen EMF's sind nicht ideal. Es ist jedoch interessant zu wissen, wie stark ihr Response bei verschiedenen Strömungsverteilungen aber fester totaler Flußrate variiert. Hemp und Wyatt (157) beschreiben die Abhängigkeit des Flowmeterresponses von der Strömungsverteilung unter Einführung des sog. "Worst flow"-Konzeptes. Der "Worst flow" sei "Fehlerfluß" genannt. Er ist verantwortlich für die Abweichung der Flowmetermeßspannung von ihrem exakten, dem totalen Fluß zugehörigen Wert. Der Fehlerfluß hat eine Form, die ganz vom gegebenen Flowmeter und dessen Designparametern abhängt. Seine Form läßt sich mathematisch berechnen. Auch eine experimentelle Handhabung ist möglich. Verschiedenen Flowmeter können so bezüglich ihres Fehlerflußresponses verglichen werden.

Um den Fehlerfluß $\vec{v}_{\text{Fehler}}$ zu bestimmen, ist er zunächst zu definieren. Dazu benötigt man eine Bezugsflußform, gegen die er gemessen werden soll. Hemp und Wyatt nehmen ein gleichförmiges Strömungsfeld an. Nun kann jede beliebige Strömung in eine Summe aus einer gleichförmigen, die mit dem totalen Fluß identisch ist, und einer nur zirkulierenden mit Nettofluß null zerlegt werden. Unter den zirkulierenden ist diejenige zu finden, die die größte Fehlerspannung $U_{\text{Fehler}}^{\text{F}}$ erzeugt. Verschiedene Fehlerflüsse müssen natürlich bezüglich ihrer totalen Größe durch eine gemeinsame Bedingung, etwa die kinetische Energie von $\vec{v}_{\text{Fehler}}$

$$\int_N v_{\text{Fehler}}^2 dn = K \quad (11.34)$$

-N ist das Flowmetermeßvolumen in dem $\vec{v} \neq 0$, K eine Konstante - festgelegt werden.

Mithilfe einer Lagrange'schen Variationsrechnung erhalten Hemp und Wyatt (157) S. 192 den maximalen Fehlerfluß mit der Formel:

$$\vec{v}_{\text{Fehler Max}} = -\frac{1}{2\sigma} (W - \nabla\lambda)$$

λ ist ein skalares Feld - σ eine Konstante. Sie sind definiert durch:

$$\Delta\lambda = 0$$

$$\frac{\partial\lambda}{\partial s} = W_s, \quad \begin{array}{l} \text{an der Flowmeterwand;} \\ \text{s heißt hier: Raumrich- (II.35)} \\ \text{tung senkrecht zur Wand} \end{array}$$

$$\sigma = \pm \frac{1}{2} \sqrt{K^{-1} \int_N (\vec{W} - \nabla\lambda)^2 dn}$$

Die maximale Flowmeterfehlerspannung ist:

$$U_{\text{Fehler Max}}^F = \sqrt{K \int_N (W - \nabla\lambda)^2 dn} \quad (\text{II.36})$$

Was bedeutet das Integral? Es hat die Form einer Summe über die Quadrate der Abweichung von $\vec{W}$ von $\nabla\lambda$. Da das Gradientenfeld einer skalaren Größe immer konservativ ist und - wie sich zeigen läßt - $\nabla\lambda$ nach der Definition von II.35 alle konservativen Anteile von W enthält, mißt (II.36) den Fehlerresponse des Flowmeters infolge der Wirbelanteile von $\vec{W}$.

Unter Verwendung der angegebenen mathematischen Ausdrücke läßt sich die Größe ϵ , der "Güteparameter" eines Flowmeters definieren:

$$\epsilon = \frac{\sqrt{a^3 \int_N (\vec{W} - v\lambda)^2 dn}}{\int_N W_z dn} \quad (II.37)$$

a , Radius des Flowmeterlumens

W_z , z-Komponente von $\vec{W}$

Das Integral im Nenner gibt den Flowmeterresponse einer gleichförmigen Strömung in z-(=axiale) Richtung an. Der Zähler enthält neben dem "Abweichungsintegral" die gröÙe a^3 . Sie stellt zum einen sicher, daß ϵ dimensionslos wird, und zum anderen, daß Flowmeter gleicher Konstruktion aber verschiedener BaugröÙe den gleichen Wert ϵ haben. Der Güteparameter ϵ läßt somit einen unmittelbaren Vergleich beliebig unterschiedlicher Flowmeter bezüglich ihrer Sensitivität auf Strömungsprofileffekte zu. Dazu gehören auch die sog. Bewegungsartefakte – dies sind Verkipnungen und Verschiebungen der Flowmetermanschette am Gefäß infolge von Organbewegungen bei Experimenten mit implantierten Flowmeter. Sie sind echten Flüssen äquivalent und enthalten zirkulierende Anteile.

Um ϵ anschaulicher zu machen, kann man sich seine Verkopplung mit MeßgröÙen der experimentellen Praxis überlegen. Es sei ein beliebiger zirkulierender Strömungsanteil bei einer Flowmessung vorhanden. Für die äquivalente Fehlerspannung δU gilt dann sicher

$$\frac{\delta U}{U^F} \leq \frac{U_{Fehler\ Max}^F}{U^F} \quad (II.38)$$

da U^F die maximale Fehlerspannung ist. II.31 ist für eine gleichförmige Strömung in z-Richtung mit der Geschwindigkeit v_G

$$v_G \cdot \int_N w_z dn = U^F \quad (II.39)$$

und mit II. 36 und II.37 ergibt sich durch einfache Ausrechnung

$$\frac{\delta U}{U^F} \leq \epsilon \cdot v_G^{-1} \cdot \sqrt{K/a^3} \quad (II.40)$$

Die Wurzel ist mit der Definition von K als mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}_{Fehler}$ des Fehlerflusses aufzufassen und es ist

$$\frac{\delta U}{U^F} < \epsilon \frac{\bar{v}_{Fehler}}{v_G} \quad (II.41)$$

ϵ bestimmt also bei gegebener Strömungsverteilung und damit gegebenem Verhältnis von mittlerer zirkulierender Geschwindigkeit zu v_G das prozentuale Ausmaß der Fehlerspannung.

Die Größe ϵ kann, falls $\vec{B}$ und $\vec{j}^{Meß}$ für ein gegebenes Flowmeter bekannt

ist, aus II.37 berechnet werden. $\vec{B}$ und $\vec{j}^{\text{Meß}}$ sind in einfachen Fällen analytisch, in komplizierteren numerisch mit der Methode der finiten Elemente, aus ihren Randbedingungen (= ihren Werten an der inneren Flowmeteroberfläche) darstellbar. Die Randbedingungen können, wenn sie theoretisch nicht ableitbar sind, auch experimentell durch Messung der Normalkomponente von $\vec{B}$ und $\vec{j}^{\text{Meß}}$ an der Flowmeterinnoberfläche wie in den Arbeiten (156) und (164) bestimmt werden.

Die Größe δ wurde für die in dieser Arbeit konstruierten Flußmeßsonde, sie wird in folgenden Kapiteln beschrieben werden, noch nicht bestimmt, da bisher andere Problematiken im Vordergrund standen.

Die rückliegenden Betrachtungen sind für beliebige dreidimensionale Strömungsformen gültig und verwertbar. Allerdings liegen bisher keine Publikationen vor, die diese Erkenntnisse für bestimmte im Experiment eingesetzte Flowmeter angewandt haben.

Andere und ältere Betrachtungen über die "Güte" bzw. den Meßfehler von Flowmetern, betreffend ihr Verhalten auf Effekte der Strömungsverteilung, gehen von einschränkenden Annahmen, die eben genau die Strömungsform betreffen, aus. Nicht desto trotz sind sie wertvoll, da sie dem Flowmeterkonstrukteur konkrete Weisungen für seine Arbeit an die Hand geben.

Im Kreislauf treten zwei unterscheidbare Strömungsformen, die laminare und die turbulente auf (siehe Abb. II.9).

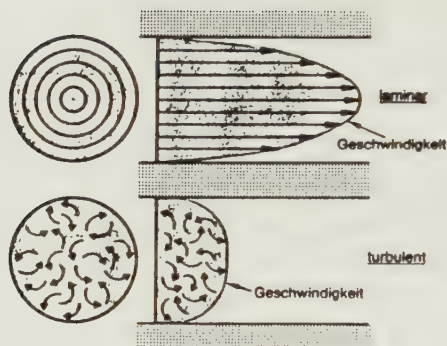


Abbildung II.9: Strömungsverteilung bei laminarer und turbulenter Strömung im Quer- und Längsschnitt über das Gefäßlumen.

Bei laminarer oder Schichtenströmung bewegt sich das Fluid geradlinig und achsen- bzw. nahezu achsenparallel. Das Strömungsprofil ist im stationären Zustand und bei homogenem Fluid parabolisch. Im Falle von Blut erfolgt eine Konzentrierung der korpuskulären Anteile in den schnellen zentralen Axialstrom mit lokal erhöhter Viskosität. In der Peripherie bildet sich ein zellarmer Plasmamantel. In Gefäßen von 1 mm Durchmesser und weniger nimmt die Viskosität in Folge von molekularen Effekten, die im einzelnen noch nicht geklärt sind, stark ab, was zu einer Verringerung des Strömungswiderstandes und Erleichterung der Mikrozirkulation führt. All diese Effekte verändern das idealerweise parabolische Strömungsprofil. Bei turbulenter oder verwirbelter Strömung treten starke Geschwindigkeitskomponenten quer zur Gefäßrichtung auf. Sie liegt bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten vor und ist regelmäßig in den großen herznahen Arterien zu finden. Lokal begrenzte Verwirbelung tritt schon bei wesentlich geringeren Strömungsgeschwindigkeiten an Gefäßverzweigungen, starken Krümmungen und Kaliberschwankungen sowie Gefäß-

verknickungen auf.

Der pulsatile oder phasische Fluß liefert im Zyklus der Herzfrequenz zusätzlich Beiträge zur "Instabilität" der Strömungsform. Im laminaren Fall werden die Abweichungen von der "Strömungssymmetrie" größer, im turbulenten und lokal turbulenten kann ein fortgesetztes "Umspringen" zwischen beiden Strömungsgrundformen erfolgen.

Ein ideales Flowmeter liefert in allen Fällen den exakten Meßwert sowohl für den mittleren als auch den pulsatilen totalen Nettofluß.

Für die folgenden Überlegungen sei das Fluidströmungsfeld geradlinig achsenparallel und das Gefäß von konstantem Querschnitt angenommen. Dann ist

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_z(x,y) \end{pmatrix} \quad (11.42)$$

nur in der z-Komponente von null verschieden. Die z-Komponente kann über das Lumen x, y variabel sein.

Aus 11.31 sieht man, daß nur die z-Komponente von $\vec{W}$ zur Meßspannung beiträgt. Es ist:

$$U^F = \int_H W_z(x,y) \cdot v_z(x,y) dx dy \quad (11.43)$$

H ist der senkrecht zur Achse liegende Lumenquerschnitt. Das Volumeninte-

gral ist zu einem Oberflächenintegral, das nur noch skalare Größen enthält, geworden. W_z heißt "Gewichtsfunktion" und ist viel einfacher zu berechnen als die dreidimensionalen Größen der rückliegenden Betrachtungen. (II.43) konnte auch schon vor Einführung der dreidimensionalen Theorie aus der Flowmetergleichung II.19 abgeleitet werden (siehe z.B. 126 S. 28).

An dieser Stelle sei die praktisch wichtige Größe S , der Sensitivitäts- oder Kalibrierungsfaktor mit der Definition

$$S =: \frac{U^F}{F} = \frac{\int_H W_z(x,y) \cdot v_z(x,y) dx dy}{\int_H v_z(x,y) dx dy} \quad (\text{II.44})$$

- der Nenner ergibt sich für das vereinfachte Strömungsfeld aus II.7 - eingeführt. S gibt die Größe der Flowmeterspannung bei gegebenem Fluß an.

Shercliff (125) hat die Gewichtsfunktion $W_z(x,y)$ für ein Flowmeter mit homogenem Magnetfeld und Punktelektroden berechnet (siehe Abb. II.10).

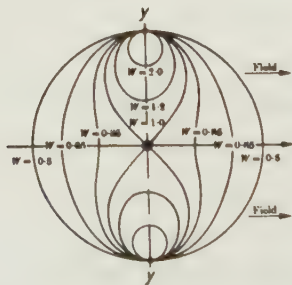


Abbildung II.10: Gewichtsfunction $W=W_z(x,y)$ eines Flowmeters mit homogenem Magnetfeld und Punktelektroden an den Stellen y (nach Shercliff, 125).

W_z wird hier und im folgenden genormt, d.h. auf das Magnetfeld bezogen, dargestellt. Dies hat den Vorteil der unmittelbaren Vergleichbarkeit von W_z bei unterschiedlichen absoluten Magnetfeldgrößen. Meist wird W_z im Zentrum als 1 definiert. Man sieht, daß W_z unterschiedliche Werte annimmt. Im Randbereich zwischen den Elektroden liegt der Wert bei 0.5 in der Nähe der Elektroden bei 2. Noch näher an den Elektroden nimmt W_z immer größere Werte, 10, 20 und höher an. W_z zeigt hier ein sog. singuläres Verhalten, d.h. der Wert steigt mit zunehmender Annäherung "über alle Grenzen". W_z gibt direkt den Beitrag der Fluidströmung zur Flowmeterspannung an verschiedenen Stellen des Lumenquerschnitts wieder. Tritt etwa im Experiment eine kleine Gefäßknickung kurz vor einer Elektrode auf und es entsteht eine lokale Verwirbelung mit einer Rückflußzone, so kann wegen der starken Gewichtung die Ausgangsspannung total verfälscht, ja sogar negativ werden. Entsprechendes geschieht, wenn der Meßknopf am Gefäß infolge von Organbewegungen hin- und hergleitet, was ja einem Fluß mit starkem Anteil in Elektrodennähe entspricht. Diese Effekte wurden in der Praxis vielfach beobachtet und sind bei implantierten Experimenten sehr störend. In verschiedenen Arbeiten wurden sie auch experimentell systematisch untersucht (155, 168).

Ein entsprechend singuläres Verhalten zeigt für dreidimensional beliebige Strömung auch die Größe ϵ nach Definition II.37 in der Nähe von Punktelektroden (157).

Es ist klar, was zur Verbesserung der Situation zu geschehen hat: W_z muß über den Lumenquerschnitt ein und denselben konstanten Wert haben.

Rummel und Ketelsen waren die ersten, die dies mittels Formung eines inhomogenen Magnetfeldes versuchten (166). Sie verwendeten trapezförmige

Spulen an den Seitenwänden der Flowmeterröhre (siehe Abb. II.11) und konnten eine Verringerung des Meßfehlers für ihr technisch-industrielles Flowmeter um einen Faktor fünf erzielen.

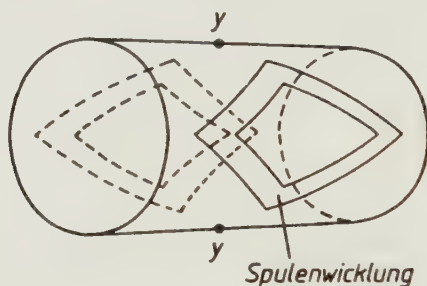


Abbildung II.11: Flowmeter mit inhomogenem Magnetfeld, trapezförmigen Spulenwicklungen und Punktelektroden an den Stellen y (nach Rummel und Ketelsen, 1966).

Zugleich trugen sie wesentliche Gedanken zur späteren Entstehung der Shercliff-Bevir'schen dreidimensionalen Flowmetertheorie bei. In der Arbeit wurde ein Magnetfeld der Form wie in Abb. II.12 (linke Bildhälfte) angenommen und nach fester Wahl eines Inhomogenitätsparameters die Gewichtsfunktion (siehe Abb. II.12, rechte Bildhälfte) berechnet. Sie zeigt gleichmäßigeres Verhalten als bei homogenem Magnetfeld. Clark und Wyatt (1969) bauten in ihre Flowmeter hinter den Elektroden Streifen aus Permalloy, einem Magnetmaterial mit sehr hoher Permeabilitätskonstante, das man sich in seiner Wirkung als "Kurzschluß für Magnetfeldlinien" vorstellen kann, ein. Sie versuchten also das Feld in Elektrodennähe klein zu machen und damit die Singularität zu entschärfen.

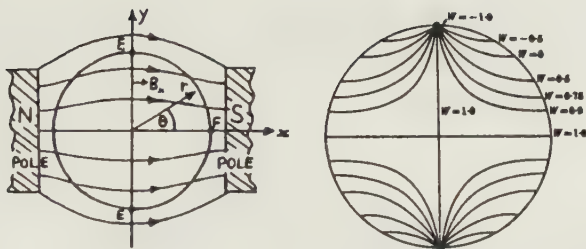


Abbildung II.12: Inhomogenes Magnetfeld und zugehörige Gewichtsfunktion bei Verwendung von Punktelektroden (nach Shercliff, 127 und Bevir, 139)

In weiteren Arbeiten (170, 171) verwendeten dieselben Autoren speziell geformte Luftspulen, also Spulen ohne Magnetkern, die über verschieden große Bogenwinkel Θ ausgedehnt waren (siehe Abb. II.13).

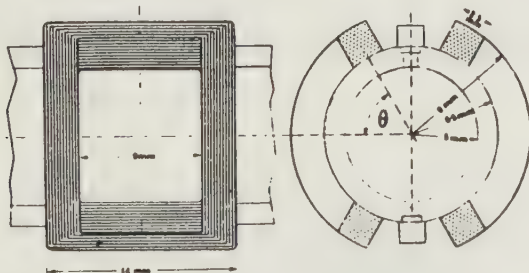


Abbildung II.13: Flowmeter mit Luftspulen und inhomogenem Magnetfeld. Die Inhomogenität kann durch Variation des Bogenwinkels Θ verändert werden (nach Wyatt, 171).

Sie fanden, daß für $\Theta = 55^\circ$ sich die Sensitivität beim Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung nicht änderte. Hemp (148) erwog ein Flow-

meter mit Punktelektroden, bestehend aus einer Röhre von hochpermeablen Material und innen anliegenden Kupferleiterbahnen von komplizierter Formgebung, die im Betrieb mit Strom durchflossen werden (siehe Abb. II.14).

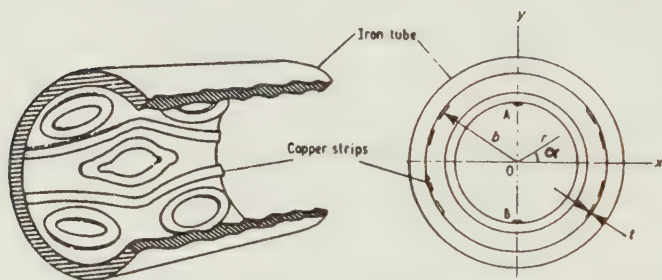


Abbildung II.14: Flowmetermagnet bestehend aus einer Röhre hochpermeablen Materials und innen anliegenden Kupferleiterbahnen (nach Hemp, 148).

Die Computerrechnung ergab, daß das Leiterbahnmuster wie Abb. II.15 aussehen muß.

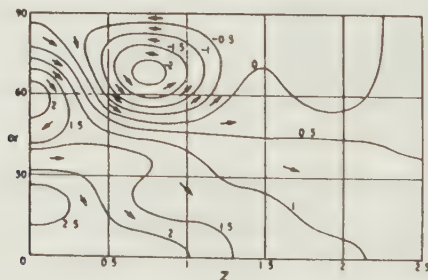


Abbildung II.15: Kupferleiterbahnmuster für den Flowmetermagnet der Abbildung II.14 (nach Hemp, 148).

Die zugehörige Gewichtsfunktion (siehe Abb. II.16) hat eine bemerkenswerte Konstanz.

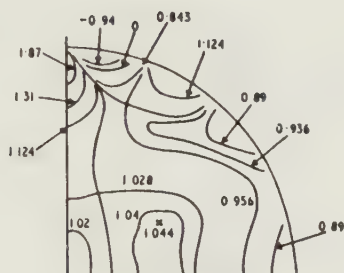


Abbildung II.16: Gewichtsfunktion des Flowmeters der Abbildung II.14 (nach Hemp, 148).

Das Flowmeter produziert allerdings die fünfundzwanzigfache Wärmeenergie wie ein in üblicher Weise konstruiertes. Über ein experimentelles Design erschien bisher keine Publikation.

Der zweite Weg, W_z möglichst konstant zu machen, besteht darin, das Meßstromfeld $\vec{j}^{\text{Meß}}$ homogener zu gestalten. Dazu muß die punktförmige Elektrode verlassen, und zu ausgedehnten Formen übergegangen werden.

Bevir schlug 1971 (139) großflächige Gradientenelektroden vor (siehe Abb. II.17). Darunter sind Elektroden mit räumlich variierendem elektrischen Widerstand zu verstehen. Es werden auch Formeln für den Widerstandsverlauf angegeben, der $\vec{j}^{\text{Meß}}$ exakt homogen macht. Zusammen mit einem gleichförmigen Magnetfeld ließe sich damit ein ideales zirkuläres Flowmeter bauen. Allerdings nur ein sogenanntes "langes" Flowmeter. Dies heißt, daß das

Magnetfeld und das Meßstromfeld theoretisch unendlich lang in axialer Richtung, in praxi aber fünf Durchmesser oder mehr, ausgedehnt sein müßte. Bisher wurde kein Flowmeterdesign mit Gradientenelektroden beschrieben.



Abbildung II.17: Flowmeter mit Gradientenelektroden (nach Bevir, 139).

In der selben Arbeit wird auch die Gewichtsfunktion für flächige Metallelektroden, die einen Quadranten überstreichen, und in z-Richtung lang sind, berechnet (siehe Abb. II.18).

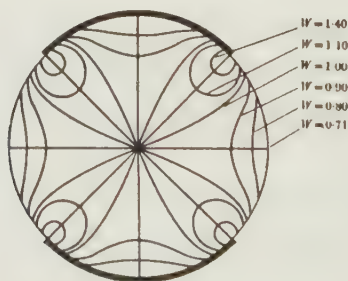


Abbildung II.18: Flowmeter mit flächigen Metallelektroden, die in z-Richtung lang ausgedehnt sind, und homogenem Magnetfeld (nach Bevir 139).

Bei geeignet angepaßtem inhomogenem (langem) Magnetfeld ergibt sich das Aussehen von Abb. II.19.

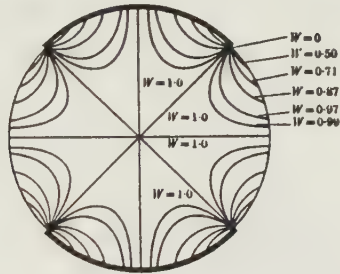


Abbildung II.19: Flowmeter wie in Abbildung II.18, aber mit angepaßtem inhomogenem Magnetfeld (nach Bevir, 139).

Al-Khazraji und Baker (167) verwenden rechteckige große Elektroden und nahezu homogene Magnetfelder bei drei experimentellen Flowmetern. Die Gewichtsfunktion zeigt Abb. II.20.

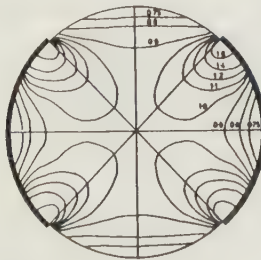


Abbildung II.20: Flowmeter mit in z-Richtung kurzen rechteckigen Flächenelektroden und nahezu homogenem Magnetfeld (nach Al-Khazraji, 167).

Man sieht, daß vor allem der Elektrodenrand Ausgangspunkt für singuläres Verhalten ist. Das Ausmaß ist jedoch wesentlich geringer als bei Punktelektroden. Die Autoren berichten auch über das Problem der Elektrodenablagung bzw. -verschmutzung, vor dem sie offensichtlich völlig ratlos standen. Abb. II.21 und II.22 zeigen ihre Rechnungen für unterschiedlich starke Verschmutzung.

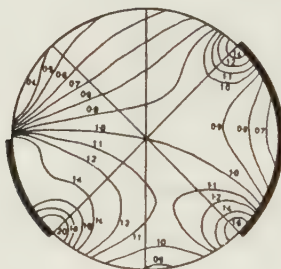


Abbildung II.21: Gewichtsfunktion des Flowmeters der Abbildung II.20 bei teilweiser Verschmutzung der linken Elektrode (nach Al-Khazraji, 167).

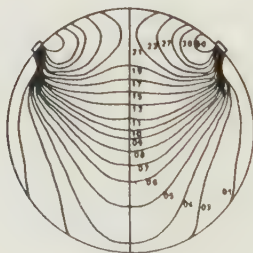


Abbildung II.22: Gewichtsfunktion des Flowmeters der Abbildung II.20 bei fast vollständiger Verschmutzung beider Elektroden (nach Al-Khazraji, 167).

O'Sullivan (162) befaßt sich mit noch etwas größer ausgedehnten rechteckigen Elektroden (siehe Abb. II.23).

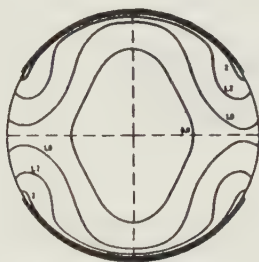


Abbildung II.23: Gewichtsfunktion eines Flowmeters mit noch größer ausgedehnten rechteckigen Elektroden wie in Abbildung II.20 (nach O'Sullivan, 162).

Die Gewichtsfunktion hat gute Konstanz; größere Werte liegen nur in unmittelbarer Nähe der Elektroden vor. Es wird angedeutet, daß Versuche im Gange sind, die großen Elektroden mit einer Isolierschicht zu überziehen, um die Grenzflächeneffekte Metall-Elektrolyt zu vermeiden. Angeblich sind große technische Probleme zu überwinden. Isolierte Elektroden sind möglich, weil alle gebräuchlichen Flowmeter mit Wechselmagnetfeldern arbeiten. Entsprechend ist U^F zeitabhängig und kann über den endlichen Wechselstromwiderstand einer Kapazität gemessen werden.

Um die Schwierigkeiten von Flächenelektroden zu umgehen, experimentiert O'Sullivan mit Vielfachelektroden (siehe Abb. II.24). Obwohl W_z insgesamt gleichmäßiger ist, treten wieder Singularitäten an den Elektroden mit ihrem negativen Folgen für die Bewegungsartefakte auf. Bevir hat 1971 (139) "transverse line electrodes" also transversal zur Strömungsrichtung liegende Linienelektroden vorgeschlagen.

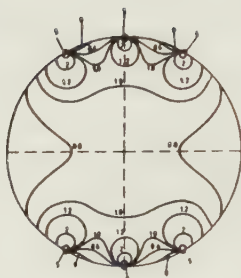


Abbildung II.24: Gewichtsfunktion eines Flowmeters mit Vielfach-Punktelektroden (nach O'Sullivan, 162).

Abbildung II.25, II.26 und II.27 zeigen die zugehörigen Gewichtsfunktionen für unterschiedlich große überstrichene Winkelbereiche.

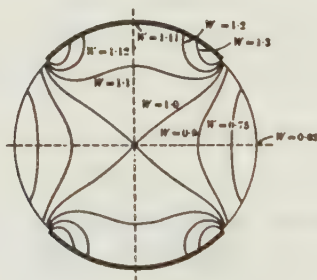


Abbildung II.25: Gewichtsfunktion eines Flowmeters mit transversalen Linienelektroden und überstrichenem Winkelbereich von 90° (nach Bevir, 139).

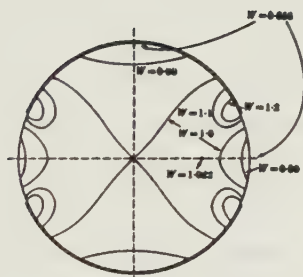


Abbildung II.26: Gewichtsfunktion eines Flowmeters mit transversalen Linienelektroden und überstrichenem Winkelbereich von 133° (nach Bevir, 139).

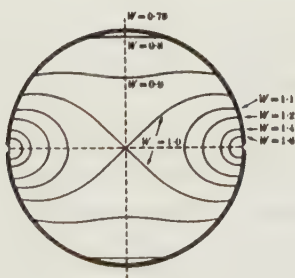


Abbildung II.27: Gewichtsfunktion eines Flowmeters mit transversalen Linienelektroden und überstrichenem Winkelbereich von 180° (nach Bevir, 139).

Sie sind von bemerkenswerter Gleichmäßigkeit, die im Falle von angepaßten inhomogenen Magnetfeldern noch besser wird (139). Man erinnere sich an die Ähnlichkeit zum idealen Rechteckflowmeter (siehe Abb. II.8). Mit einem solchen Grundkonzept wäre wohl ein kurzes physiologisches Manschetten-flowmeter, das auch der dreidimensionalen Idealitätsbedingung II.32 sehr nahe

kommt bzw. einen kleinen Wert ϵ nach II.37 hat, zu verwirklichen. Um so verwunderlicher ist, daß noch keine entsprechende experimentelle Arbeit erschienen ist.

Bisher wurden die Einflüsse konstruktiver Größen auf die Gewichtsfunktion für geradlinige Strömung W_z und den Sensitivitäts- oder Kalibrierungsfaktor S behandelt. Es hat jedoch auch die Raumverteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Meßvolumen einen Einfluß auf $\vec{j}^{\text{Meß}}$ und damit auf W_z . Hier spielen die Gefäßwanddicke, eine eventuelle vorhandene Plasmaschicht zwischen Gefäßwand und Meßmanschette, leitfähiges Gewebe der Umgebung, der Hämatokrit usw. eine Rolle. Wegen der unmittelbaren Bezogenheit zum physiologischen Experiment wird dieser Gegenstand im Kapitel II.9.4 behandelt.

In der Literatur wurde auch eine noch weitergehende Einschränkung der Flußform behandelt, die sog. achsensymmetrisch geradlinige Strömung. Hier wird angenommen, daß die Geschwindigkeit in jedem Zylindermantel um die Achse gleich groß ist. v_z ist nur noch eine Funktion des Radius $v_z(r)$ und Gleichung II.43 kann, umgeschrieben für Zylinderkoordinaten r und Θ , über Θ integriert werden. Dann ergibt die achsensymmetrische Gewichtsfunktion $W_z(r)$, die nur noch in r variabel ist. Williams (118), Thürlemann (119) und Lamb in der Arbeit von Kolin (120) haben schon vor langer Zeit nachgewiesen, daß der Response eines Flowmeters mit homogenem Magnetfeld und beliebiger Elektrodenform unabhängig von der Art der achsensymmetrischen Strömungsverteilung ist. Dies führte bis Ende der 60-er Jahre zur überall dominant vorherrschenden Meinung, ein Flowmeter sei in jedem Fall ideal, wenn es nur ein homogenes Magnetfeld habe. Es ist auch klar, daß in der physiologischen Meßpraxis eine Abweichung der Strömungsgeschwindigkeit von der Achsensymmetrie in der Nähe der Gefäßwandung wohl immer vorhanden sein wird.

Dazu stelle man sich nur eine leichte Gefäßkrümmung oder geringe Unregelmäßigkeit des Gefäßlumens stromaufwärts vor. Differierende Strömungsgeschwindigkeiten in der Nähe beider (Punkt-) Elektroden werden, wie gezeigt wurde, wegen der Singularitäten hoch gewichtet. Entsprechend groß ist der experimentelle Meßfehler.

II.2 Der Elektromagnet

Zur Erzeugung des Magnetfeldes der Meßsonde wird üblicherweise ein Elektromagnet, der mit Wechselstrom betrieben wird, verwendet (siehe Abb. II.28).

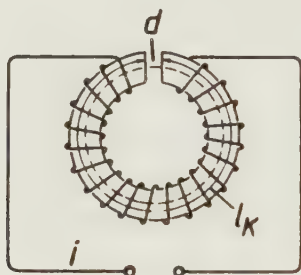


Abbildung II.28: Elektromagnet mit Luftspaltbreite d , Kernlänge l_K . Durch die Wicklung fließt der Strom i .

Gleichung II.9a geht, da der Maxwell'sche Verschiebungsstromterm für langsam veränderliche Felder gegen den Spulenstrom vernachlässigt werden kann und μ örtlich verschiedene Werte annehmen soll, in die Form über:

$$\oint_L \frac{1}{\mu} \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad (II.45)$$

Für die technische Aufgabe der Magnetkonstruktion darf "grob" gerechnet werden. Das Magnetfeld im Kern B_K (er hat die Länge l_K) und im Spalt B (Spaltbreite d) kann homogen angenommen werden. Der Integrationsweg L beschreibe eine Schleife Kern-Spalt-Kern und laufe parallel mit den Feld-

linien. Dann lautet II.45:

$$\frac{B_K}{\mu_K} l_K + \frac{B}{\mu_0} d = N \cdot i \quad (\text{II.46})$$

I , der gesamte, von der Schleife umfaßte Strom ist gleich der Zahl der Spulenwindungen N mal dem Spulenstrom i .

Der magnetische Fluß Φ durch das Flächenstück S , definiert durch

$$\Phi =: \int_S \vec{B} \, d\vec{s} \quad (\text{II.47})$$

hat an jeder Stelle des "magnetischen Kreises" wegen II.11 den gleichen Wert. Es ist also in grober Rechnung:

$$\Phi = B_K \cdot S_K = f \cdot B \cdot S_{\text{Spalt}} \quad (\text{II.48})$$

S_K und S_{Spalt} sind die Querschnittsflächen von Kern und Spalt. Durch f wird das Streufeld des Magneten, das zu B im Spalt nicht beiträgt, berücksichtigt. Für praktische Fälle ist f z.B. 0,5. Als Kernmaterial verwendet man eines mit hoher Permeabilitätszahl, z.B. $\mu_K = 5000 \cdot \mu_0$. Man sieht auch sofort warum: Da B_K und B wegen II.48 und l_K und d von vergleichbarer Größenordnung sind, wird der erste Term in II.46 klein gegen den zweiten und $N \cdot i$ trägt fast nur zum Magnetfeld im Spalt bei. Der Elektromagnet arbeitet dann "effektiv". Ein zweiter Punkt ist hier auch zu beachten: μ_K hat für ein gegebenes Magnetmaterial nur hohe Werte unterhalb seiner sog. magnetischen Sättigung B_K^{Max} ; sie liegt meist bei etwa 1 Tesla. Entsprechend muß der Kernquer-

schnitt S_K bei vorgegebenem B und S_{Spalt} nach (II.48) genügend groß gewählt werden. Bei Flowmetermagneten ist größenordnungsmäßig: $B \approx 0,04$ Tesla, $N \approx 200$, $i \approx 0,5$ A.

Der Kern muß wegen der Wirbelstromverluste bei zeitlich veränderlichem Magnetfeld nach II.8a, aus dünnen geschichteten Plättchen oder einem Material mit geringer elektrischer Leitfähigkeit (Ferrit) hergestellt werden.

Für den praktischen Betrieb der Meßsonde in-vivo ist die Wärmeleistung und Erhitzung sehr bedeutsam. Wird die Temperatur zu hoch, so koaguliert das Gefäß, und das umliegende Gewebe. Eine Messung ist dann nicht mehr möglich. Bei dem bisher beschriebenen "klassischen" Elektromagneten entsteht der wesentliche Wärmeleistungsbeitrag infolge der Joule'schen Stromwärme P in der Spule. Es gilt im Stromkreis:

$$P = i^2 \cdot R \quad (\text{II.49})$$

Der elektrische Widerstand R eines Leiters mit Querschnitt q und Länge $l_m \cdot N$ ist:

$$R = \frac{l_m \cdot N}{\sigma_{Ku} \cdot q} \quad (\text{II.50})$$

σ_{Ku} ist die Leitfähigkeit von Kupfer, l_m die mittlere Länge des Drahtes pro Windung. Damit wird mit dem Spulenquerschnitt Q und der Packungsdichte k (Anteil der Kupferflächen ohne Rechnung der Isolationszwischenschichten bei Querschnitt durch die Spule) nach

$$k \cdot Q = N \cdot q \quad (11.51)$$

die Wärmeleistung:

$$P = \frac{l_m \cdot (N \cdot i)^2}{B_{Ku} \cdot Q} \quad (11.52)$$

Für die Wärmeleistung geht also der Gesamtquerschnittsstrom $N \cdot i$, ebenso wie für die Magnetfeldgröße nach 11.46, ein, hier jedoch quadratisch. Der Spulenquerschnitt Q kann, um P begrenzt zu halten, nicht beliebig klein gewählt werden. Dies hat jedoch eine zwingende Rückwirkung auf die Miniaturisierbarkeit des Elektromagneten.

Die Sondentemperatur hängt neben P vor allem von der Gesamtoberfläche des Flowmeters ab. Für Meßknöpfe von 4 bis 7 mm Außenabmessung darf in der Praxis mit Wärmeleistungen in der Größenordnung von 300 mWatt gearbeitet werden. Der speziell interessierte Leser möge auch die Arbeiten von Clark (169), Wyatt (171) und Jones (173) studieren.

11.3 Induktionsspannungen infolge zeitlich veränderlicher Magnetfelder

In Kapitel 11.1 wurde schon erwähnt, daß das Wechsell magnetfeld des EMF elektrische Wirbelfelder, die sog. Quadraturspannung und Wirbelströme zur Folge hat. Mit der Definition des magnetischen Flusses ϕ (11.47) kann Gleichung 11.8a geschrieben werden:

$$\oint_L E dl = \frac{d\Phi}{dt} \quad (II.53)$$

Für einfache praktische Abschätzungen darf Φ aus (II.48)

$$\Phi = B \cdot S, \quad (II.54)$$

S ist eine beliebige Fläche mit Berandungslinie L , durch die die Magnetfeldlinien hindurchtreten, berechnet werden. Längs L sind also zirkuläre elektrische Felder existent. Abb. II.29 zeigt das Aussehen des Wirbelstromfeldes infolge der "Leiterschleifen" des Elektrolytmeßvolumens.

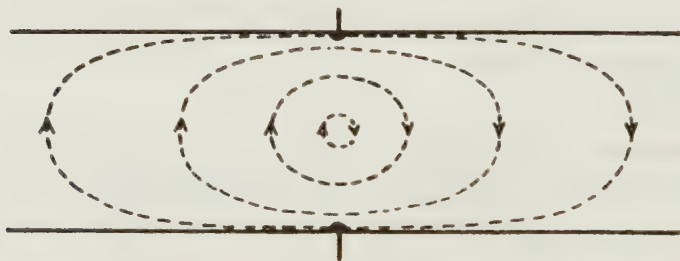


Abbildung II.29: Wirbelströme in leitfähigem Meßlumen infolge eines zeitabhängigen Magnetfeldes (nach Wyatt, 180).

Henderson (177) hat es genau berechnet. An den Elektroden treten die Ströme seitlich ins Metall ein und wieder aus (Abb. II.30).

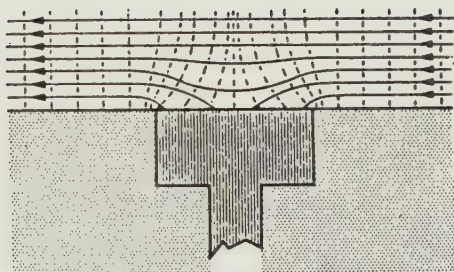


Abbildung II.30: Stromfeldlinien im Bereich der Elektroden-Elektrolyt-Grenzzone (nach Wyatt, 176).

Ein zweiter Beitrag zu diesem Strom kommt dadurch zustande, daß das Gefäß an der Meßstelle abpräpariert, und der Meßkopf, der als "Isolatorvolumen" wirkt, eingebracht wurde. Somit bildet das im Sondenlumen laufende Gefäß zusammen mit dem umgebenden Gewebe eine zirkuläre Leiterschleife. Sie wird durch den magnetischen Fluß im Sondeninneren und in seitlichen Streufeldern immer "induktiv versorgt". Die später zu besprechenden Elektrodenpolarisationseffekte, die zu Störspannungen und Meßfehlern führt, erhalten so ihren "Betriebsstrom". Wyatt (176, 179) versuchte durch Zurücklegung der Elektroden und Schaffung eines Elektrolythohlraumes (siehe Abb. II.31) diesen Strom auszuschalten. Dadurch waren wohl die Verschmutzungseffekte verschlimmert worden und auch ein zweiter, gleich zu besprechender Wirbelstrom nicht auszuschließen, so daß die "recessed Electrodes" nicht weiter verwendet wurden. Hognestad (174) experimentierte mit Widerstandselektroden, d.h. die Elektroden bestanden aus einem Material mit geringerer elektrischer Leitfähigkeit als Metall. Dadurch steigt allerdings der Rauschpegel am Verstär-

kereingang etwas an. Die Methode war umstritten und wurde wieder verlassen.

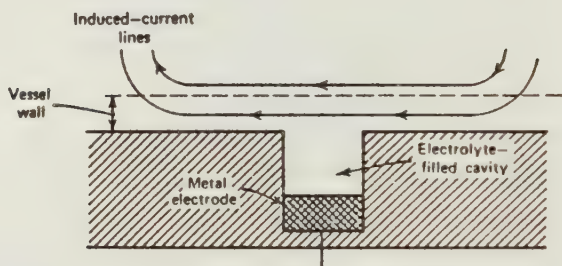


Abbildung II.31: Elektrolythohlraum und rücliegende Elektroden (nach Cobbold, 222).

Ein dritter und sehr wesentlicher Wirbelstrom entsteht in der Leiterschleife: 1. Elektrode - Elektrolyt - 2. Elektrode - Zuführungskabel - Kabelkapazität und Übergangswiderstand + Verstärkereingangskapazität und Eingangswiderstand - Zuführungskabel zurück zur 1. Elektrode. Er erzeugt im Meßvolumen eine Stromverteilung, die in ihrer Gestalt identisch zu $j_{\text{Meß}}$ ist. Der treibende Magnetfeldfluß tritt im Inneren des Meßkopfs durch die Schleife. Es handelt sich um die Quadraturspannung, die bei sinusförmigem Magnetfeld wegen der Zeitableitung in II.53 um 90° phasenverschoben zu U^F am Verstärkereingang anliegt. Sie hat typischerweise eine Größe von $10 \mu\text{V}$ bis $\sim 50 \text{ mV}$, U^F von 0 bis $\sim 50 \mu\text{V}$. Bei Betrieb mit rechteckförmigem Magnetfeld entstehen im Umschaltzeitpunkt aus demselben Grunde Transformator-"Spikes" (siehe Abb. II.32).

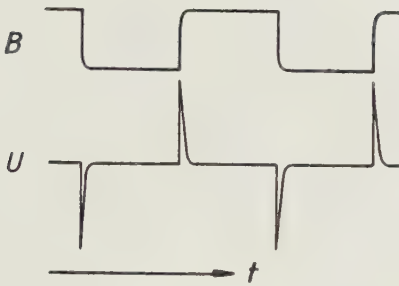


Abbildung II.32: Magnetfeldverlauf und Transformator-"Spikes" eines Rechteckwellen-Flowmeters.

Ihre Spannungsspitzen bewegen sich bei 50 μV bis $\sim 300 \text{ mV}$. Quadraturspannung und Transformator-Spike – es sei der Oberbegriff Transformatorspannung verwendet – können durch verschiedene Maßnahmen verkleinert werden. Vor noch längerer Zeit versuchte man, durch möglichst exakte Positionierung der Elektrodenzuführungsleitungen in der Symmetrieebene des Magneten (steht senkrecht zur Gefäßrichtung und "halbiert" den Magneten) den magnetischen Fluß Φ durch die Schleife zu null zu machen. In der Praxis treten jedoch immer Asymmetrien durch Wärmedehnung des Meßkopfs, veränderte Leitfähigkeitsverteilung im Lumen und über die Elektrodenoberfläche wandernde Stromhauptdurchtrittsstelle (Verschmutzungseffekt) auf. Westersten et al. (175) konstruierte eine Sonde, die einen Doppelmagneten enthielt, mit dem das Magnetfeld im Betrieb hin und her "geschiftet" werden konnte, um damit die Symmetrie herzustellen. Es erschien keine weitere Publikation zu dem Thema. Die heute übliche Methode ist, eine der Elektroden mit zwei

Zuleitungen zu versehen. Sie werden so in der Sonde verlegt, daß ihre Transformatorspannungen, bezogen auf die andere Elektrode, unterschiedliches Vorzeichen haben. Eine Spannungsteilerschaltung mit einem Potentiometer - es ist der Regelknopf "Null" der käuflichen Flowmeter-Verstärker - läßt dann die Ausjustierung zu. Da damit der größte Teil der Transformatorspannung unwirksam gemacht wird, existiert für die Verstärkerelektronik das Problem der Sättigung und folgender langer Erholzeit nicht mehr. Über Kabelkapazität und Kabelisolationswiderstand sind aber beide Induktionsschleifen weiterhin geschlossen. Sekundäre Elektrodenpolarisationseffekte werden weiterhin mit Strom "versorgt".

II.4 Elektrodenpolarisation

Auf grund komplexer physikalisch-chemischer Vorgänge an der Elektroden-Elektrolyt Grenzschicht bildet sich eine sog. Polarisationsdoppelschicht aus. Es entsteht eine Polarisationsspannung, die durch

$$U_{Pol} = \frac{j}{j_0} \cdot \frac{R \cdot T}{z \cdot F} = j \cdot R_{Pol} \quad (II.55)$$

beschrieben werden kann. j ist ein Strom beliebiger Ursache durch die Elektroden, j_0 der Diffusionsstrom der Ionen, die mit der Valenz z in den Oxidations-Reduktionsprozeß eingehen, T die absolute Temperatur, R die Gaskonstante und F die Faradayzahl. Dem Prozeß kann der Widerstand R_{Pol} zugeschrieben werden. Die Grenzschicht hat auch die elektrischen Eigenschaften eines Kondensators. Insgesamt kann der Elektrodendurchgang mit dem Äquivalentschaltbild der Abb. II.33 beschrieben werden.

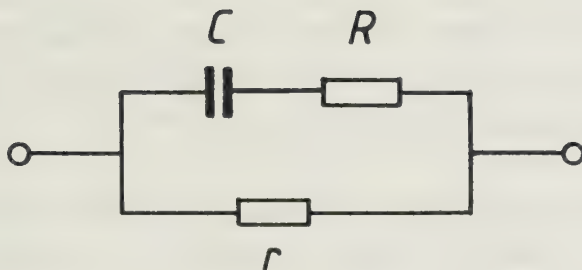


Abbildung 11.33: Schaltbild der elektrischen Eigenschaften (Äquivalentschaltbild) des Elektroden-Elektrolyt-Elektroden-Durchgangs.

r und R repräsentieren Gleich und Wechselstromanteil des Elektrodenoberflächen- und Elektrolytvolumenwiderstandes, C die Grenzschichtkapazitäten. Es handelt sich um einen "schlechten" Kondensator, der über r "leckt", d.h. sich selbst entlädt. Alle drei Größen der Schaltung sind in praxi multiplen und undefinierbaren Einflüssen unterworfen. Ihre Zahlenwerte sind "instabil". Durch pulsatilem Fluß bei einer gefäßinterponierten ("canulating") Sonde ändert sich im gleichen Zyklus die Dicke des Grenzschichtkondensators, damit auch dessen Kapazität und Spannung. Wyatt (180) nennt dies "Motor electrolytic effect". Entsprechendes geschieht, wenn sich das Gefäß, das der Elektrode anliegt, auch nur im Mikromaßstab verschiebt oder bewegt. Genauso instabil sind die Widerstände, v.a. der Leckwiderstand. Hier spielen neben den mechanisch-makroskopischen Ursachen auch atomare, zufällige Vorgänge eine Rolle.

Wegen der Polarisationsspannung ging man um 1940 vom Konstantmagnetfeld-

flowmeter, das unabhängig voneinander Kolin (181) 1936 in den USA und Wetterer (182) 1937 am Physiologischen Institut in München erstmals an Blutgefäßen einsetzten, ab und verwendete ein sinusförmiges Wechselfeld (183). Somit konnte man alle Gleich- und Wechselspannungsanteile, die niedriger als die Betriebsfrequenz waren, elektronisch "wegmitteln". Damit war ein sehr wesentlicher Teil des Problems gelöst.

Es treten jedoch auch Polarisierungsspannungseffekte in Phasenbeziehung zur Betriebsfrequenz auf. Ihre primäre Ursache können nur die Wirbelströme, die in Kapitel II.2 behandelt wurden, sein. Sie führen zu zyklischer Aufladung des Elektrodenkondensators. Die folgenden Entladeeffekte sind wieder zufallsabhängig. Es resultiert somit erneut ein Spannungsbeitrag, der mit bisherigen elektronischen Mitteln ununterscheidbar zur flußabhängigen Nutzspannung U^F ist. Somit ist der Nullpunkt der Anzeige erneut instabil.

Das Problem besteht heute noch. Niemand fand bisher eine Lösung. Ein auf dem Markt befindliches modernes Gerät (Gould-Statham SP 2204) mit elektronischem automatischem Nullpunkt ist für den oben beschriebenen Effekt ähnlich anfällig wie die älteren Geräte. Die Publikationen (176), (180), (184), (185) und (186) befassen sich mit der Thematik.

Folgende Maßnahmen könnten Erfolg versprechen:

1. Verhinderung aller Stromflüsse durch die Elektrodenoberfläche (siehe Kap. II.2).
2. Verwendung von Elektroden mit isolierender oder gering leitender Schicht, die mechanisch fest und elektrisch stabil ist.
3. Signalauswertung durch digitalisierendes Sampling und Computerverarbeitung.

II.5 Verkapselung, Elektrische Isolation, Fehlerströme

Die gute und dauerhafte elektrische Isolation von Meßsonde, Kabel, und Hautstecker ist ein schwieriges technisches Problem. Die Extrazellulärlässigkeit wirkt bei Langzeit-Implantationsexperimenten hydrolytisch und elektrolytisch korrosiv. Von einem Autor (178) wurde berichtet, daß die Kabel aller kommerziell erhältlichen Meßsonden regelmäßig nach längerer Implantation innen naß waren (durch Aufschneiden festgestellt). Die Übergänge Sonde-Kabel und Kabel-Hautstecker, sowie auch das gesamte Kabel stellen, wegen dauernder mechanischer Biegebelastung Problempunkte dar. Von der Industrie werden unterschiedliche Kunststoffe angewandt. Für die Sondenverkapselung sind dies vor allem spezielle Epoxydharze. Die Kabel werden mit PVC, Silikonelastomeren und Teflon isoliert. PVC sollte wegen seiner schnell schlechter werdenden elektrischen Isolationswerte und Flexibilität (Weichmacherabdiffusion) nicht mehr verwendet werden. Silikon hat eine vergleichsweise hohe Wasser- und Elektrolytaufnahmefähigkeit und ist nur in Bereichen verwendbar (Kabeloberfläche, Zwischenfüllschichten), wo seine besonderen weichelastischen Eigenschaften gebraucht werden. Teflon ist von besonderem Wert, vor allem wegen seines sehr geringen Wasseraufnahmekoeffizienten. Die Firma Gould-Statham verwendet Sondenkabel mit teflonisolierten Innenleitern. Sie sind wahrscheinlich dafür verantwortlich, daß das Kabel in Verbindung mit seiner Konstruktionsart (zwei für sich geschirmte Kabelstränge) auch in nassem Zustand funktionsfähig bleibt. Teflon führt im allgemeinen jedoch zu einer Steifheit. Diese kann eventuell durch besondere Vorkehrungen beim Kabeldesign vermieden werden.

Übliche Flowmeterelektromagneten werden mit einer Betriebsspannung von etwa 1 Volt versorgt. Die Meßspannung U^F , die mit hochohmigem Eingangs-

verstärker gemessen wird, liegt bei $\sim 10 \mu\text{V}$. Der Unterschied beträgt fünf Größenordnungen! Man sieht, daß geringste und nie auszuschließende elektrische Lecks zu phasensynchronen Abweichungen der Meßspannung oder zur Zerstörung der Messung führen. Die übersprechspannung ist für die Verstärkerelektronik ununterscheidbar von U^F . Sie führt, falls von geringer Größe, zur sog. Nullpunktabweichung der Messung. Wohl kann durch Nachjustieren des "Balance" Regelknopfes die Elektronik wieder auf den Anzeigebereich eingestellt werden, die Information über den tatsächlichen Nullpunkt bezüglich des Blutflusses geht jedoch verloren. Um doch messen zu können, wird in der Praxis das Gefäß kurzzeitig abgeklemmt und so der Nullpunkt der elektrischen Anzeige definiert.

Man versucht durch konstruktive Maßnahmen Fehlerströme bzgl. ihrer störenden Wirkung auszuschalten. Dies bedeutet z.B. für das Kabel, daß die Elektrodenleitungen und die Spulenversorgungsleitungen in räumlich getrennten Strängen mit je einer eigenen Abschirmung verlegt werden. Fehlerströme werden dann auf Masse abgeleitet. Im Meßkopf umgibt man die Magnetspule mit einer geeigneten Schirmungsschicht. Diese Maßnahmen sind jedoch fast nie von 100%-iger Wirkung.

Der interessierte Leser findet weitere Informationen über das Flowmeter-design z.B. in (169), (171) und (172), über Fehlerströme in (176).

II.6 Die Sinus-Wellen-Methode

Kolin (183) führte 1941 die Wechsell magnetfeldmethode ein und verwendete ein sinusförmiges Magnetfeld. Man kam mit wesentlich kleineren Elektromagneten und niedrigeren Feldstärken aus als bei der Gleichmagnetfeldmethode. Es zeigte sich jedoch, daß auch hier ein Nullpunktsdriftproblem bestand. In den folgenden Jahrzehnten wurde vor allem versucht, durch spezielle elektronische Schaltungstechniken die Methode zu verbessern. Westersten (187), Kolin (188) und Browning (189) befaßten sich mit sog. phasengeschalteter Signalverarbeitung (gated-sine-wave-system), Abb. II.34 zeigt die Wellenlogik.

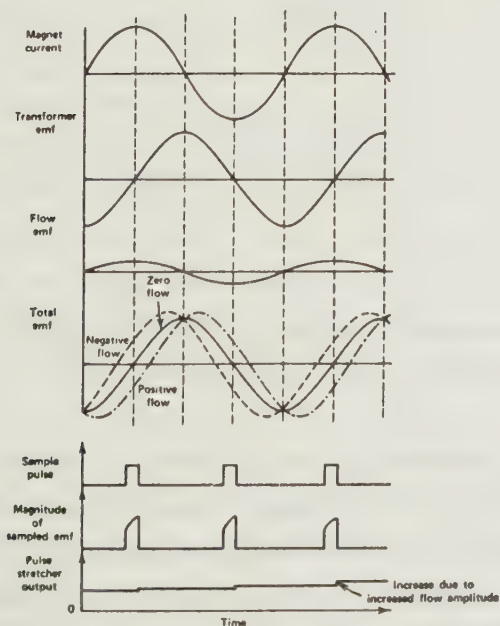


Abbildung II.34: Wellenlogik des phasengeschalteten Sinus-Wellen-Flowmeters

(siehe Text; nach Cobbold, 222)

Die Transformatorspannung liegt 90° phasenverschoben zum Magnetstrom und ist viel größer als die phasensynchrone Meßspannung U^F . Der Amplitudenunterschied kann in praxi 10^3 sein. In Zeile vier wird die Situation am Verstärkereingang wiedergegeben. Die Elektronik (siehe Abb. II.35) erzeugt Rechteck-Sampling-Pulse, die symmetrisch zentriert zum Nulldurchgang der Transformatorspannung liegen.

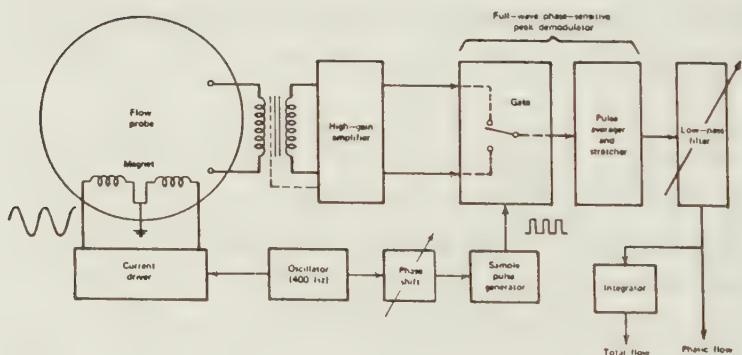


Abbildung II.35: Blockschaltbild des phasengeschalteten Sinus-Wellen-Flowmeters (nach Cobbold, 222).

Durch sie werden die Meßzeiten definiert. U^F hat hier sein Maximum. Das Signal wird über die Samplingzeit gemessen, gemittelt und in den Zwischenzeiten festgehalten. Ein nachfolgendes Tiefpaßfilter mittelt die verbleibenden Schaltspitzen weg. Man sieht, daß geringste Phasendrift des Samplingpulses sofort zu einem großen Nettobeitrag der Transformatorspannung zur Meßspannung führt. Deshalb wurde versucht, die Signallaufzeiten aller in die Phasen-

beziehung eingehenden Schaltstufen (alle Stufen vor "Pulse averager and stretcher" in Abb. II.35) hoch stabil zu machen. Dies führte jedoch zu keiner nachhaltigen Verbesserung des Nullpunktdriftverhaltens. Es fällt vor allem bei kleinen zu messenden Blutflüssen ins Gewicht.

Nach dem früher gesagten (Kap. II.4) ist auch klar, wieso durch elektronische Maßnahmen allein die exakte Abseparierung der Transformatorspannung nicht möglich sein kann. Das Äquivalentschaltbild der Elektroden (Abb. II.33) enthält einen Kondensator C. Er hat phasenschiebende Wirkung für Transformator- und Meßspannung und sein Wert ist instabil. Er erzeugt aus der Transformatorspannung einen Anteil, der in Phase mit U^F liegt und in praxi undefinierbar und variabel ist. Somit driftet der Anzeigenullpunkt.

Die phasengeschaltete Signalverarbeitungsmethode mißt das Spannungssignal der Elektroden nur über einen geringen Prozentsatz der Zeit. Das Signal enthält auch einen Rauschanteil, dessen Beitrag zum Meßfehler üblicherweise durch "Messung über lange Zeit und Mittelung" verringert werden kann. Diesbezüglich sind also Methoden vorzuziehen, die die volle Signalwelle zur Meßwertgewinnung verarbeiten. Deshalb entwickelte Wyatt (179, 190) eine automatische Transformatorspannung-Unterdrückungs-Schaltung (siehe Abb. II.36). Nach Verstärkung des Eingangssignals wird dessen Spannungsanteil, der 90° phasenverschoben zum Magnetfeld liegt, verstärkt und an den Eingang zur Kompensation der Transformatorspannung rückgekoppelt. Dessen größter Anteil kann so unterdrückt werden. Die Anforderungen an die Phasenstabilität der Rückkoppelschleife waren leichter erfüllbar; die volle Welle wurde für das Ausgangssignal verwertet. Aus dem gleichen Grund wie oben resultierte auch hier ein instabiler Anzeigenullpunkt.

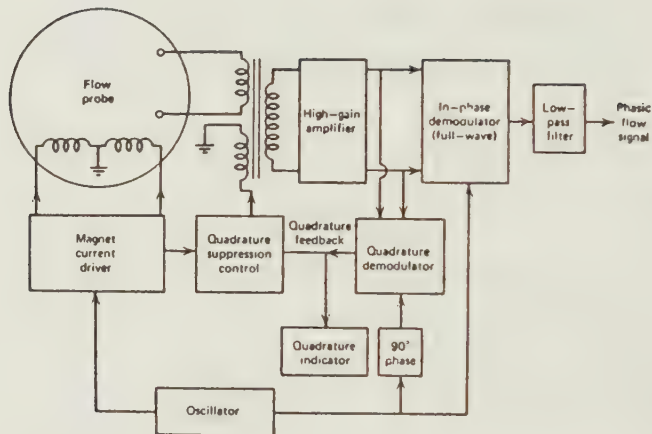


Abbildung II.36: Blockschaltbild eines vollwellendemodulierenden Sinus-Wellen-Flowmeters mit automatischer Transformatorspannungsunterdrückungsschaltung (nach Cobbold, 222).

II.7 Die Rechteck-Wellen-Methode

Da alle Variationen des Sinus-Wellen-Flowmeters keine exakte Trennung der flußabhängigen Spannung U^F und der Transformatorspannung ermöglichte, befaßten sich Denison und Spencer (191, 192) mit rechteckförmigen Magnetfeldern. Während des konstanten Maximalwertes wird nach Gl. II.53 keine Transformatorspannung induziert; U^F sollte frei von dieser Störspannung meßbar sein. Im Umschaltzeitpunkt werden jedoch große und kurzzeitige

Spannungs-Spikes, proportional zur Steilheit der Schaltflanke, induziert (siehe Abb. II.37).

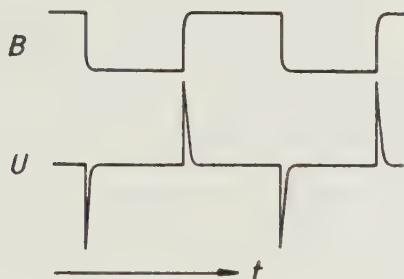


Abbildung II.37: Magnetfeldverlauf und "Spike"-Impulse beim Rechteck-Wellen-Flowmeter.

Der Meßzyklus (Sampling-Periode) beginnt kurz nach Abklingen des Spikes und endet mit oder kurz vor dem Umschaltzeitpunkt. Durch die starken Spannungsspitzen, die U^F um Faktor 10^4 bis 10^5 übertreffen, wird der Verstärker "gesättigt". Er braucht dann eine gewisse Zeit, die sog. Erholzeit, um wieder ein kleines Eingangssignal empfindlich verstärken zu können. Die sog. gleichspannungsgekoppelten Verstärker haben üblicherweise viel kürzere Erholzeiten als wechsellspannungsgekoppelte. Ihre Anwendung verbietet sich jedoch normalerweise bei der Elektrodenpotentialmessung, da große Gleichspannungspolarisations-Potentiale (siehe Kap. II.4) vorhanden sind. Durch zusätzliche Vorkehrungen sind sie trotzdem einsetzbar. Hognestad (174, 184) (Abb. II.38 und II.39) entwickelte in genialer Art ein geschaltetes Rückkoppelfilter. Die beiden Schalter S sind während der Spikes geöffnet, sonst geschlossen.

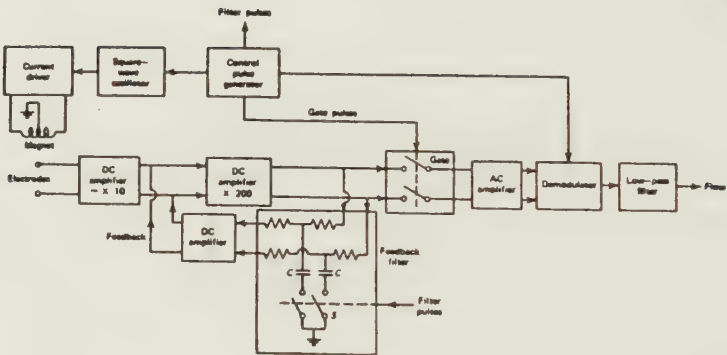


Abbildung II.38: Blockschaltbild eines Rechteck-Wellen-Flowmeters mit Gleichspannungsverstärkern im Eingangsteil und geschaltetem Rückkoppelfilter zur Unterdrückung der Gleichspannungskomponente auf den Meßleitungen (nach Cobbold, 222).

Im letzteren Fall wirkt das Tiefpaßfilter: Hohe Frequenzen, also die Betriebsfrequenz, werden nicht durchgelassen, die Rückkoppelschleife ist wirkungslos und die Signalverstärker arbeiten ungehindert maximal. Tiefe Frequenzen und Gleichspannung wird durchgelassen, die Rückkoppelschleife wirkt und die Durchgangsverstärkung ist gering. Die flußabhängige Meßspannung U^F ist mit all ihren Frequenzanteilen (pulsatile Flow) im Bereich der Eingangsverstärker in betriebsfrequenzsynchron "zerhackter" Form vorhanden, wird also maximal verstärkt. Während der Spikes ist die Rückkoppelschleife für alle Frequenzen voll wirksam, der Spike wird an den Verstärkern ausgeblendet. Moody (193) beschrieb eine Rückkopplungsschaltung mit identischer Wirkung und Verwendung von Gleichspannungsverstärkern.

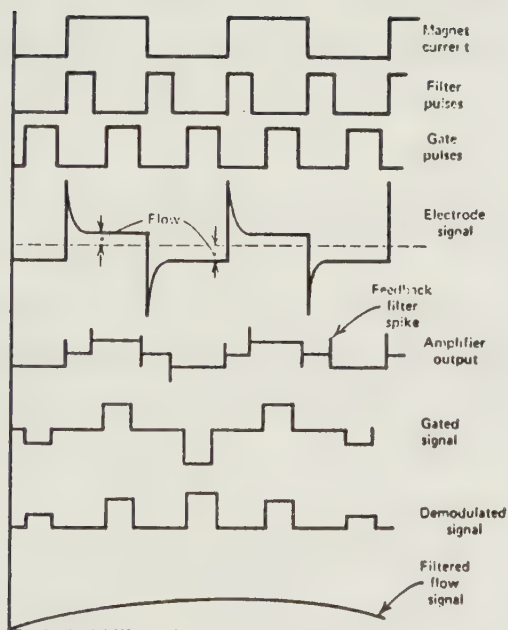


Abbildung II.39: Wellenlogik des Rechteck-Wellen-Flowmeters der Abbildung II.38 (nach Cobbold, 222).

Es ist verwunderlich, daß kein Flowmeterhersteller Gleichspannungsverstärker in Verbindung mit obigen Konzepten in sein Programm aufgenommen hat. Jedenfalls ist nichts diesbezügliches bekannt. Es werden durchweg Wechselspannungsverstärker, die einfacher aufzubauen sind, verwendet.

Mit der Entwicklung der Rechteck-Wellen-Flowmeter konnte erneut eine Verkleinerung der Meßsonden erzielt werden. Ebenso nahm der Meßfehler ab.

Gegen Ende von Kapitel II.4 wurde schon erwähnt, daß phasensynchrone Polarisationsspannungen zu einer Nullpunktdrift der Anzeige führen. Bei Rechteck-Flowmetern treten sie in Form von Spike-Nachwirkungsschwankungen auf. Sie unterliegen zufälligen Einflüssen und zeigen instabiles Verhalten.

II.8 Die Trapez- und Halbwellenmethode

Die Trapez- und Halbwellenmethoden sind Varianten des Rechteck-Flowmeters. Von Trapez-Wellen spricht man, wenn die Magnetfeldanstiegs- und abfallgeschwindigkeit niedriger gemacht wurde (siehe Abb. II.40).

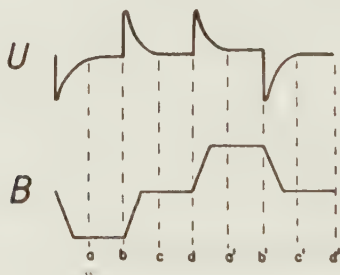


Abbildung II.40: Magnetfeldverlauf mit geringerer Flankenschaltgeschwindigkeit (Trapezwelle) und Transformator-Spikes mit kleinerer Amplitude.

Yanof (194, 195) und wohl auch Moody (193) experimentierten damit. Man versprach sich Vorteile von der geringeren Spike-Amplitude nach Gl. II.53. Die Spikes werden jedoch auch breiter und folglich die Meßzeiten eingeschränkt. Die Wärmeenergieproduktion der Sonde nimmt wegen der geringeren

Wirbelstromverluste im Magnetkern etwas ab. In der Praxis zeigte sich kein wesentlicher Vorteil gegenüber dem Rechteck-Wellen-Flowmeter. Dies erscheint auch plausibel, da die instabilen Spike-Nachwirkungsschwankungen wohl in jedem Fall eines Spikes, egal welche Größe er besitzt, induziert werden.

Die Halbwellen- oder Pulsmethode (siehe Abb. II.41) wird heute bei fast allen käuflichen Flowmetern angewandt.

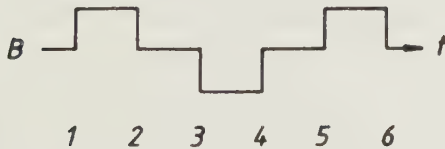


Abbildung II.41: Halbwellenmagnetfeldzyklus.

Das Magnetfeld wird nur die halbe Zeit eingeschaltet; dann folgt jeweils eine Periode mit Magnetfeld null. In der Praxis hat dies mehrere Vorteile. Zum einen produziert der Elektromagnet nur die Hälfte der Wärmeenergie, er kann mechanisch kleiner gebaut werden (siehe die Beziehung zwischen Wärmeleistung und Magnetgröße in Kap. II.2). Zum anderen kann aus demselben Grund über die kürzere Zeit ein größerer Magnetstrom verwendet werden, wodurch das Magnetfeld und damit der Signal-Rausch-Abstand größer wird. Allerdings vermindert sich der Anteil an der Gesamtzeit, über die gemessen wird. Dies führt zu einem verschlechternden Beitrag zum Signal-Rausch-

Abstand. Ein weiterer und für die Praxis sehr wesentlicher Vorteil ist, daß ohne Änderung des Flowprobe-Betriebszustandes in den Phasen ohne Magnetfeld die Verstärkerausgangsspannung gemessen und eine eventuelle Nullpunkt-drift der Elektronik erkannt werden kann. Am Gould-Statham Gerät SP 2202 geschieht die Nachjustierung manuell mit dem "Balance"-Regelknopf. Das Gerät SP 2204 vollbringt diese Arbeit automatisch fortlaufend während der Flowmessung unter Einsatz sog. Sample- und Hold-Verstärker. Phasensynchrone Beiträge zur Meßspannung aus resistiven und kapazitiven Fehlerströmen in Kabel und Sonde (Übersprechung) (siehe Kap. II.5) können dadurch nicht unwirksam gemacht werden. Eventuell kann jedoch der größte Teil der instabilen Spike-Nachschwankungen (die für benachbarte Schaltzyklen konstanten Anteile) mit obigem automatischen Gerät wegsubtrahiert werden. Dazu müssen allerdings die Spikes an den Stellen 1, 4, 5 (siehe Abb. II.41) und 2, 3, 6 gleiche Gestalt haben. Dies heißt, daß die Magnetfeldumschaltung hier mit identischem Verlauf zu geschehen hat. Das SP 2204 wurde diesbezüglich noch nicht überprüft, da es bisher nicht zur Verfügung stand. In Verbindung mit dem neuen "Magnetfelderzeugungsverfahren" (siehe spätere Kapitel), das keine Übersprechspannungen produziert, ergibt sich so eventuell die Möglichkeit des völlig stabilen und zuverlässigen elektrischen Nullpunktes, der mit dem mechanischen Null-Fluß übereinstimmt. Dies gilt auch für chronisch implantierte Messungen.

Man hat sich auch mit anderen, bisher nicht genannten Wellenformen beschäftigt (Sägezahnwellen in Denison, 196). Sie haben keine praktische Bedeutung.

II.9 Globale Eigenschaften der Meßmethode nach dem elektromagnetischen Prinzip

II.9.1 Nulllinienstabilität

Die Nulllinienstabilität konnte beim elektromagnetischen Flowmeter bisher nicht in befriedigender Weise gewährleistet werden. Dies gilt vor allem für Experimente mit Implantation der Sonde. Die Nulllinienabweichung und -drift bedeutet in der Praxis den Verlust der Information über die absolute Flußgröße. Elektrischer Nullpunkt und Strömungsnull stimmen nicht mehr überein. Neben den vielen Vorzügen der elektromagnetischen Flußmessung gegenüber anderen Methoden ist dies wohl ihr Hauptproblempunkt. Intensive Verbesserungsarbeit in den vergangenen Jahrzehnten konnte trotz Teilerfolgen an der Situation grundsätzlich nichts ändern.

Einige wesentliche Gründe für die Nulllinienabweichung wurden in den rückliegenden Kapiteln schon besprochen. Die Gesamtheit möglicher Ursachen ist:

1. Zur Betriebsfrequenz phasensynchrone Anteile der Meßspannung, die nicht aus dem Blutfluß stammen.
 - a) Infolge der instabilen Elektrodenkapazität C (Abb. II.33) phasenverschobener Teil der Transformatorspannung (Sinuswellen-Flowmeter).
 - b) Infolge instabiler Lade- und Entladeeigenschaften von C über die (ebenso instabilen) äquivalenten Elektrodenwiderstände r und R vorhandene undefinierbare Transformatorspannungs-Spike-Nachschwan-
kungen (Rechteckwellen-Flowmeter).

Die Instabilität von C , r und R wird verursacht durch mechanische Effekte (Verschiebung, Herzbewegung, Organbewegung, pulsierende

Gefäßwand) und physikalisch-chemische Effekte (Verschmutzung, Vorgänge im molekular, atomaren Bereich) an der Elektroden-Elektrolyt-Grenzschicht.

c) Aus der Polarisationsgleichung der Elektroden in Verbindung mit obigen mechanischen und physikalisch-chemischen Einflüssen induzierte schnelle und starke Potentialschwankungen.

2. Phasensynchrone Beiträge zur Meßspannung durch

a) resistive und kapazitive Leckströme in Sonde, Kabel und Steckern (z.B. durch Diffusion aufgenommener Elektrolyte, Steckerverschmutzung)

b) dro. durch mechanische Defekte an Sonde, Kabel und Steckern (Mikrorisse, Spalten)

3. flußäquivalente Spannung durch Relativbewegung von Elektrode und Gefäßwand und hier vorhandener Singularität der Gewichtsfunktion bei kleinen oder Punktelektroden (Kap. II.1).

4. Instabilitäten der Flowmeterelektronik

a) beim Sinus-Wellen-Flowmeter variabler Gehalt des Magnetstromes an sog. Oberwellen (d.h. Wellen, ganzzahlig vielfacher Frequenz zur Betriebsfrequenz)

b) beim Rechteckwellen-Flowmeter nicht exakt konstanter bzw. gerader Verlauf der Magnetfeldmaxima und folglich variable Transformatorspannungsbeiträge.

c) Driften der Verstärker.

5. Störspannungen durch andere Geräte; komplizierte Erdungsverhältnisse.

Die Effekte aus Punkt 1 und 2 liefern wohl die eigentlichen und gegenwärtig ungelösten Probleme. Eine Verbesserung kann wahrscheinlich nur durch Aufbringen geeigneter Schichten geschehen. O'Sullivan und andere (162, 164) experimentieren damit. Es wäre auch an sehr dünne Oxidschichten zu denken, wie sie die Industrie zur Herstellung der Elektrolytkondensatoren im sog. Formierprozeß erzeugt. Den Hohlraum der rückliegend positionierten Elektroden von Wyatt (176) (siehe Abb. II.31) könnte man evtl. mit einem Gel ausfüllen. Es sollte auf Wasserbasis, von guter Klebekraft, mechanisch relativ hart und gleich leitfähig wie Plasma sein. Hognestad (174, 184) befaßte sich mit resistiven Elektroden aus gesinterten Metalloxiden, die jedoch eine größere Rauschspannung erzeugten und schon vorher Kolin (120) und Wyatt (180) mit Graphitelektroden, möglicherweise ohne durchgreifenden Erfolg.

Problem 3 könnte man mittels eines inhomogenen Magnetfeldes, das an der Stelle des Elektroden-Elektrolyt-Überganges null ist, lösen. Dazu wäre z.B. das Konzept der kurzgeschlossenen Feldlinien bei Anbringung eines Streifens aus hochpermeablen Magnetmaterial brauchbar (Clark und Wyatt 169). Auch wäre vorstellbar, die Elektroden selbst aus hochpermeablem Material zu fertigen.

Der Punkt 4 ist heutzutage im Zustand fortgeschrittener elektronischer Möglichkeiten gut lösbar. Eine relativ moderne Darstellung findet man bei Goodman (197) und in Manuals der Flowmeterhersteller.

Die Probleme aus Punkt 5 können in der Praxis sehr schwierig sein. Theoretisch ausführliche Überlegungen stellt diesbezüglich Wyatt (176) an.

Bei implantierten Versuchen wird in der Regel eine pneumatisch betriebene Manschette am Gefäß angebracht. Mit ihr kann von außen der Blutfluß mechanisch gestoppt werden. Khouri und Gregg (198) beschreiben ein Design. Die Manschette stellt jedoch eine experimentelle Komplizierung dar, insbesondere wenn an kleinen und unstabilen Gefäßen gearbeitet wird. Auch Gefäßspasmen werden ausgelöst. An großen Gefäßen ist die Methode nicht anwendbar.

In manchen Versuchen besteht die Möglichkeit über einen kurzzeitig induzierten Kreislaufstillstand Strömungsnul zu bestimmen. An Aorta und Arteria pulmonaris kann der diastolische Meßwert als Nulllinie definiert werden. Wanzelius (199) entwickelte eine elektronische Schaltung, die dies automatisch macht.

Bei der praktischen experimentellen Arbeit sollten folgende spezielle Punkte beachtet werden:

- Die Sonde und insbesondere deren Lumen sollen akkurat gereinigt sein,
- vor dem Experiment soll die Sonde 10 Minuten in physiologische Kochsalzlösung gelegt werden,
- die Adventitia des Gefäßes ist zu entfernen,
- die Sonde soll eng am Gefäß anliegen ohne zu obstruieren,
- der Meßsitus muß immer mit Plasma naß gehalten werden.

II.9.2 Rauschen

Die Summe aller Beiträge zur Rauschspannung bei der elektromagnetischen Flowmessung bestimmt die Größe des Meßfehlers und begrenzt zwingend die Empfindlichkeit bzw. Sensitivität der Messung. Das Signal-Rausch-Spannungsverhältnis

$$\frac{U^F}{U_{\text{Rausch}}} \geq 50 \quad (\text{II.56})$$

sollte mindestens 50 betragen. U^F wird für kleine Flüsse, dies sind z.B. 10 ml/Min in einem 1 mm Gefäß, zunehmend geringer und schließlich von U_{Rausch} "überdeckt".

Es wurde schon ein sehr wesentlicher Rauschbeitrag, nämlich derjenige im Frequenzbereich 0 – 0,5 Hz, also die Nulliniendriften, behandelt. Er war zurückzuführen auf spezielle Flowmeterstörspannungen (v.a. die Transformatorspannung).

Weitere Rauschanteile entstehen infolge der thermischen Elektronen- und der Ionenbewegung aller an der Messung beteiligter "Schaltelemente". Sie reichen aus physikalischen Gründen von sehr tiefen bis zu höchsten Frequenzen mit etwa gleichmäßig verteiltem Energiegehalt. Jedem Schaltelement kann ein sog. äquivalenter Rauschwiderstand R_{eq} zugeschrieben werden, der die Rauschspannung

$$U_{\text{Rausch}} = \sqrt{4 k T \Delta f R_{eq}} \quad (\text{II.57})$$

erzeugt. k ist die Boltzmannkonstante, T die absolute Temperatur und Δf die

Frequenzbandbreite bei der Signalverarbeitung. Rechnungen für das Rechteckwellenflowmeter zeigen, daß der elektrolytische Durchgangswiderstand des Meßlumens und die Elektrodenkapazität bzw. Widerstände (nach Abb. II.33) einen kleinen, die Verstärkerelektronik einen großen Beitrag zum gesamten thermischen Rauschen liefern. Innerhalb der Elektronik ist die Auslegung der Verstärkereingangsstufen und die Betriebsart entscheidend. Das Sampling-Meßintervall sollte möglichst lange sein, was zu einem niedrigeren Wert Δf in Gl. II.57 führt. Typische Verstärker-Rauschspannungswerte, bezogen auf den Eingang, und (rauschfrei angenommen) Innenwiderstand der Spannungsquelle von 5 K Ohm, sind 0,5 - 0,7 μV .

Bei Verwendung von Elektroden mit Isolierschicht würde der thermische Rauschbeitrag des Elektroden-Elektrolyt-Überganges praktisch wegfallen. Zudem wäre bei großflächigen Elektroden der Elektrolyt-Durchgangswiderstand wesentlich kleiner (und entsprechend sein Rauschbeitrag).

Die Publikationen (180, 200) befassen sich mit der Problematik.

Für die Meßpraxis fallen die Störspannungen, die zur Nulliniendrift führen, deutlich stärker ins Gewicht als die thermischen Rauschbeiträge.

Eine Verbesserung der Meßempfindlichkeit kann in jedem Fall durch Vergrößerung des Magnetfeldes und somit von U^F (siehe Gleichungen II.6, II.19, II.31) geschehen.

II.9.3 Frequenzcharakteristik, Phasenresponse

Für spezielle Kreislaufstudien, die etwa die Strömungsmechanik, Gefäß-Strömungs-Impedanz oder die Herzklappen-Ventilfunktion betreffen, wird die exakte pulsatile oder phasische Flußform benötigt. Sie kann, mit dem Grundtakt des Herzzyklus, Inzisionen, kurzzeitige Peaks usw. enthalten. Eine mathematische Theorie besagt, daß eine periodische aber beliebig komplexe Wellenform in eine Summe aus Sinuswellen der Grundfrequenz und ganzzahliger Vielfacher der Grundfrequenz, den sog. Harmonischen zerlegt werden kann. Durch die gegebene komplexe Wellenform werden Amplitude und Phasenlage jeder Harmonischen bestimmt. Runde, gleichmäßige Wellenformen enthalten nur niedrigzahlige, spitze und kantige Wellenformen hochzahlige Harmonische. Für Blutströmungen in Gefäßen hat man gefunden, daß es genügt, bis etwa zur 50-sten Harmonischen zu messen, d.h. bei einem Herztakt von 1 Hz bis zu 50 Hz. Darüber treten wegen der Gefäßelastizität keine Beiträge von wesentlicher Amplitude auf.

Die elektromagnetische Flußmeßmethode ist mit ihrer Grundlage, dem Lorentz'schen Kraftgesetz (Gl. II.3) theoretisch bis zu höchsten physikalischen Frequenzen anwendbar, wobei hier nur zusätzlich die Effekte von Hochfrequenzfeldern (Maxwell'scher Verschiebungsstrom in Gl. II.9 und der sog. Skin-Effekt in Gl. II.8 und II.9) zu berücksichtigen wären. Sie ist also sehr gut zur Messung phasischer Blutflüsse - einer ihrer besonderen Vorzüge - geeignet.

Allerdings treten bei der relativ komplizierten elektronischen Signalverarbeitung schaltungstechnische Probleme mit Filtern, frequenzabhängigen Signallaufzeiten usw. auf, die die Frequenz- und Phasenwidergabecharakteristik

verschlechtern. Außerdem mißt man mit nicht-idealen Flowmetern, d.h. die Ausgangsspannung ist strömungsformabhängig. Die Strömungsform ändert sich aber fortwährend mit dem pulsatischen Zyklus. Auch bei immer achsensymmetrischer Strömung besteht diese Problematik, da physiologische kurze Flowmeter generell ein teilweise inhomogenes Magnetfeld (in den Randbereichen) haben (siehe letzter Absatz von Kap. II.1).

Das Flowmeter muß also bezüglich des Frequenz- und Phasenresponse geeicht werden. Dies kann mittels einer Präzisionskolbenpumpe, die sinusförmige Flüsse bis 50 Hz erzeugt, geschehen (201, 202, 203, 204). In späteren Publikationen ging man, wohl in der Annahme, nur die Elektronik erzeuge den frequenzabhängigen Amplituden- und Phasenresponse, zu elektrischen Eichmethoden über. In einer Zusatzschaltung modulierte man den Magnetspulenstrom mit einer Sinus- (205) oder Rechteckwelle (206) im Bereich 0 - 50 Hz und führte ihn nach starker Abschwächung dem Verstärkereingang zu. Die Modulationswelle ist hier das Äquivalent zur normalerweise im Flußmeßkopf generierten Spannung U^F . Abb. II.42 und II.43 zeigen die Eichkurven.

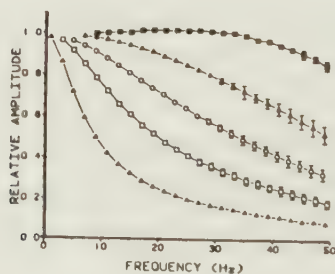


Abbildung II.42: Abhängigkeit der angezeigten Amplitude des Gould-Statham SP 2202 Flowmeters von der Frequenz einer pulsatischen Strömung bzw. dem elektronisch erzeugten Äquivalent. Filterstellungen (Pulsatile max. Freq. Drehschalter): ■ 100 Hz; ▲ 50 Hz; ○ 20 Hz; □ 10 Hz; ▲ 5 Hz (siehe Text; nach Hill, 206).

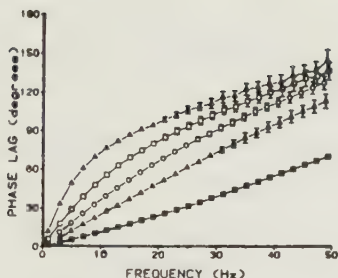


Abbildung II.43: Phasenverzögerung zwischen angezeigter Signalwelle und Eingangssignal beim SP 2202 (Symbole wie in Abbildung II.42; nach Hill, 206).

Der Flußmeßkopf wird nicht benötigt. Obige Annahme ist insoweit richtig und exakt, als die elektrischen Parameter der Meßelektroden und des Meßlumens (Abb. II.33) zusammen mit den Eigenschaften des Verstärkereingangs keinen Einfluß auf den Response haben ($C \approx 1 \mu\text{F}$, $R \approx 2 \text{ K Ohm}$, $r \approx 1 \text{ K Ohm}$, $C_{\text{Kabel}} \approx 200 \text{ pF}$, $R_{\text{Verstärkereingang}} \approx 10 \text{ M Ohm}$). Strömungsprofileffekte infolge der Nichtidealität werden jedoch übersehen.

Es wurden auch noch andere elektrische Eichmethoden, die nach dem gesagten nicht für geeignet erachtet werden können, angewandt (207, 208).

Für praktische Arbeit mit nicht großer Anforderung an die Meßgenauigkeit kann wohl die elektrische Eichmethode nach (205) mit sinusförmiger Modulationswelle verwendet werden. Bei präziseren Studien sollte eine mechanische Kolbenpumpe, eine exzidiertes Gefäß im Sondenlumen und Blut als Fluid zur Bestimmung des Frequenzresponse eingesetzt werden. Um nun die exakte

pulsatile Flußform zu erhalten, müßte (wohl durch Computerrechnung) die gemessene Flußform in Harmonische zerlegt, bezüglich ihrer Amplitude und Phase korrigiert und in die pulsatile Form rückgerechnet werden.

Die Eichmessung könnte auch dahingehend ergänzt werden, daß Strömungen, die später bei der in-vivo Messung auftreten, also Verwirbelung, "schiefe" Strömung usw. erzeugt werden. Dann wäre die Fehlerbreite der Responsekurven von Abb. II.42 und II.43, also auch die Fehlerspannung δU (siehe Kap. II.1) bekannt. Strömungsmechanische Betrachtungen würden für das physiologisch implantierte Experiment typische Werte K (Def. II.34) bzw. $\frac{\bar{v}_{\text{Fehler}}}{v_G}$ Gl. II.41) liefern und eine Verbindung zum designabhängigen Güteparameter ϵ herstellen.

II.9.4 Sensitivitäts- bzw. Kalibrierungsfaktor

Der Sensitivitätsfaktor S wurde in Kapitel II.1 mit Gleichung II.44 definiert und seine Abhängigkeit von konstruktiven Parametern der Meßsonde betrachtet. S hängt jedoch auch von experimentellen Größen wie Hämatokrit, Gefäßwanddicke, Leitfähigkeitsverhältnis Gefäßwand/Blut, Erythrozytenorientierung und Konzentrierung im strömenden Blut, anisotroper Gefäßwandstruktur, Plasmaschichtdicke zwischen Gefäß und Meßmanschette sowie umgebendem leitfähigem Gewebe ab. All diese Größen bestimmen die richtungsabhängige elektrische Leitfähigkeit $\bar{\sigma}_{ik}(r, \theta, z)$ in jedem Raumpunkt. r, θ und z sind Zylinderkoordinaten. $\bar{\sigma}_{ik}$ wurde in den Gleichungen II.21 ff. gebraucht. Es geht mit Gl. II.24 in $\bar{J}^{\text{Meß}}$ und über II.31 und II.44 in den Sensitivitätsfaktor S ein.

Bei physiologischen Experimenten hat man immer wieder festgestellt, daß von Versuch zu Versuch große Meßwertabweichungen auftreten. Viele Faktoren der Praxis spielen eine Rolle und oftmals war keine gute Messung möglich. Sie wurden oben schon genannt und sollen nun betrachtet werden.

In Kapitel II.1 wurde erwähnt, daß jedes Flowmeter mit homogenem Magnetfeld achsensymmetrisch geradlinige Flüsse immer exakt mißt, gleichgültig welche spezielle achsensymmetrische Verteilung vorliegt. Man dürfte deshalb annehmen, daß das Gefäß - es stellt einen Mantel stehender Strömung dar - zu keiner Abweichung führt. Dies ist jedoch nicht richtig, da obiges Resultat unter der Annahme einer räumlich konstanten und isotropen Leitfähigkeit erhalten wurde. Die Leitfähigkeit der Gefäßwand ist jedoch geringer als die des Blutes.

Für die folgenden Überlegungen seien in erster Näherung alle Leitfähigkeiten als isotrop angenommen.

Gessner (209) löste für ein homogenes Magnetfeld und die in Abb. II.44 gezeigte Meßsituation Gleichung II.19. Im Fall $c = b$, also ohne Plasmazwischenschicht, erhielt er mit unserer Definition von S (siehe Wyatt, 210):

$$S = \frac{2}{\left(1 + \frac{a^2}{b^2}\right) + \frac{\bar{b}_2}{\bar{b}_1} \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right)} \quad (\text{II.58})$$

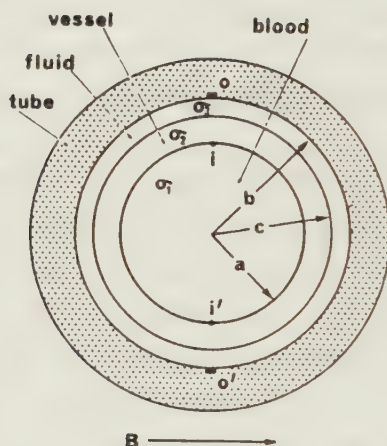


Abbildung II.44: Querschnitt des Meßlumens (nach Wyatt, 210).

Abbildung II.45 zeigt die parametrisierten Kurven.

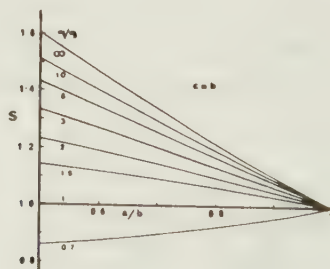


Abbildung II.45: Einfluß der Gefäßwanddicke (Variable a/b siehe Abb. II.44) auf den Sensitivitätsfaktor S bei verschiedenen Leitfähigkeitsverhältnissen Blut/Gefäßwand σ_1/σ_2 (nach Wyatt, 230).

ϵ_1/ϵ_2 , das Leitfähigkeitsverhältnis Blut/Gefäßwand, liegt bei etwa 2 bis 4 (211, 212). Genaue Werte wurden bisher nicht bestimmt. Man sieht, daß die Sensitivität des Flowmeters ansteigt, für eine Gefäßwanddicke von 20% bezogen auf den Außendurchmesser ($a/b = 0,8$) um 18%.

Dieses Ergebnis scheint zunächst verwunderlich, da ja doch die ruhende Gefäßwand einen Kurzschluß für den flußinduzierten Strom (Gl. II.14, II.17, II.22) darstellen sollte. U^F müßte absinken. In dieser Arbeit wird jedoch die experimentell praktikable Definition von S (Gl. II.44) verwendet, d.h. daß die Änderung von S nach Einführung einer Gefäßwand bezogen auf die Messung ohne Gefäß (in der gleichen Sonde) aber bei immer gleichen Fluß F gemessen wird. Die mittlere Flußgeschwindigkeit im Gefäßlumen steigt natürlich an. Aus dem "idealen" Meßverhalten für beliebige aber achsensymmetrische Flüsse bei Meßsonden mit homogenem Magnetfeld ist bekannt, daß S unverändert sein sollte. Die Leitfähigkeit der Gefäßwand ist jedoch niedriger als die Blutleitfähigkeit; die Kurzschlußströme sinken ab und die Flußspannung U^F steigt an.

Gleichzeitig und ohne Kenntnis des theoretischen Ergebnisses von Gessner und Wyatt bestimmten Dedichen und Schenk (213) die Abhängigkeit des Kalibrierungsfaktors vom Hämatokrit. Ihr Resultat zeigt Abbildung II.46. Bei Änderung des Hämatokrits von 0 auf 45% fiel S um 25% ab. Die entsprechende Änderung der Blutleitfähigkeit sei grob mit 2,5:1 angenommen (Plasma leitet besser als Blut). Dedichen und Schenk haben also das Blut/Gefäßwand-Leitfähigkeitsverhältnis variiert und man sieht, daß die Theorie für $a/b = 0,7$ (Dedichen und Schenk geben keine Gefäßwanddicken an) etwa 20% Abfall voraussagt. Die Ergebnisse stimmen also sehr gut überein.

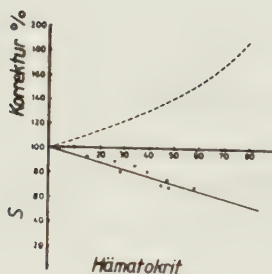


Abbildung II.46: Abhängigkeit des Sensitivitätsfaktors S vom Hämatokrit und entsprechend erforderlicher Korrekturfaktor (nach Dedichen, 213).

Edgerton (214) stellte fest, daß die Wandleitfähigkeit frisch exzidierten Arterien innerhalb kurzer Zeit (Stunden) stark absinkt, wenn sie in einem Bad physiologischer Kochsalzlösung gelagert werden. Dies hängt mit Verdünnungseffekten der interstitiellen Flüssigkeit und zunehmender Aufweitung der Faserstruktur zusammen. Die Wanddicke nimmt zu. Man kann daraus folgern, daß der Meßsitus immer mit Plasma und nicht mit NaCl-Lösung naß gehalten werden sollte.

Mit Plasmazwischenschicht (Abb. II.43) erhalten Gessner und Wyatt:

$$S = \frac{2 \delta_1 / \delta_2}{\left[\frac{\delta_1}{\delta_2} \left(1 + \frac{a^2}{c^2} \right) + 1 - \frac{a^2}{c^2} \right] + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{c^2}{b^2} \right) \left\{ \frac{\delta_3}{\delta_2} \left[\frac{\delta_1}{\delta_2} \left(1 - \frac{a^2}{c^2} \right) + \right. \right.} \\ \left. \left. + 1 + \frac{a^2}{c^2} \right] - \left[\frac{\delta_1}{\delta_2} \left(1 + \frac{a^2}{c^2} \right) + 1 - \frac{a^2}{c^2} \right] \right\}} \quad (11.59)$$

Abbildung 11.47 zeigt dies graphisch.

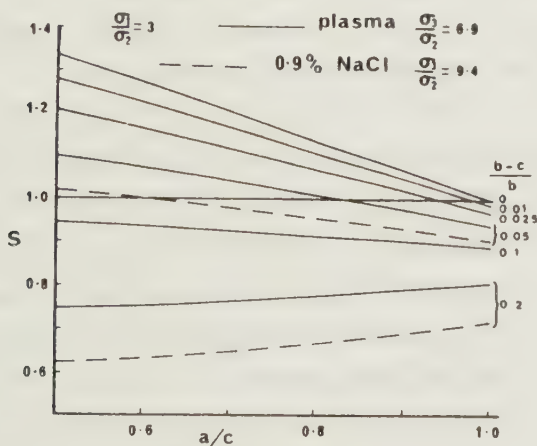


Abbildung 11.47: Einfluß der Gefäßwanddicke (Variable a/c siehe Abb. 11.44) und der perivaskulären Plasmaschichtdicke (Parameter $\frac{b-c}{b}$) auf den Sensitivitätsfaktor S bei $\delta_1/\delta_2 = 3$ (nach Wyatt, 230).

Der Parameter $(b-c)/b$ ist die prozentuale Plasmaschichtdicke. Bei gegebenem $b_1/b_2 = 3$ nimmt die Sensitivität mit zunehmender Plasmaschichtdicke stark ab. Eine 20%-ige Plasmaschicht vermindert bei $a/c = 0,8$ die Anzeige um 25%. Wird NaCl-Lösung statt Plasma verwandt, so ist der Effekt noch um 10% größer.

Die Sensitivität sinkt bei Vorhandensein einer Flüssigkeitsschicht immer ab. Dies ist konsistent mit obigen Überlegungen, da Plasma und NaCl-Lösung besser leiten als Blut und die Kurzschlußströme verstärken.

Für das Experiment ist zu folgern, daß Flüssigkeitszwischenschichten möglichst vermieden werden sollten. Das Sondenlumen ist genau dem Gefäßaußendurchmesser anzupassen. Bei Anwendung gefäßkonstriktorisch oder -dilatatorisch wirksamer Substanzen ist besondere Aufmerksamkeit geboten.

Abbildung II.47 läßt eine interessante Erkenntnis zu. Für $(b-c)/b = 15\%$ wird S unabhängig von der Gefäßwanddicke. Ließe sich dieser Zustand sicherstellen, so wäre im chronisch implantierten Experiment die Messung unbeeinflusst von Vernarbungs- und Verwachsungsprozessen mit folgenden Gefäßwanddickenveränderungen. Man könnte eine dünne, gering leitfähige und feste Schicht im Sondenlumen aufbringen. Sie würde zusätzlich eine Stabilisierung der Elektrodenoberflächeneffekte bringen. Die Singularität von W an kleinen Elektroden und an den Kanten großer Elektroden würde unwirksam gemacht (siehe frühere Kapitel). In diesem Kontext sei auch an die von Bevir (139) vorgeschlagenen Gradientenelektroden zur Konstruktion eines idealen zirkulären Flowmeters (siehe Kap. II.1) erinnert.

Auch die Leitfähigkeitsverhältnisse in der Umgebung der Meßsonde beein-

flussen die Sensitivität. Bevir hat umfangreiche Rechnungen durchgeführt (215). S wird etwa um 5% abgesenkt.

Alle bisherigen Erwägungen galten für Flowmeter mit homogenem langem Magnetfeld. Wesentliche Aussagen und Erkenntnisse für die Praxis gelten nach wie vor, auch wenn ein inhomogenes langes oder inhomogenes kurzes Magnetfeld verwendet wird. Die Zahlenwerte und Kurven sehen jedoch anders aus. O'Sullivan (158) hat für verschiedene inhomogene lange Magnetfelder den Einfluß der Gefäßwand dargestellt. Mit der Computerrechenmethode von Bevir (156) läßt sich der Einfluß des Gefäßes für beliebige kurze und inhomogene Felder berechnen.

Nun sei auch die anisotrope Leitfähigkeit der Gefäßwand berücksichtigt. Ihre Koeffizienten $\bar{b}_\theta$, azimuthale bzw. tangentielle Leitfähigkeit, und $\bar{b}_r$, radiale Leitfähigkeit seien konstant über die Gefäßwand, also nicht variabel mit r . Ferguson und Landahl (211) haben $\bar{b}_\theta$ bestimmt und gefunden:

$\bar{b}_\theta / \bar{b}_1 = 0,62 \pm 0,1$. Edgerton maß die radiale Leitfähigkeit (234):

$\bar{b}_r / \bar{b}_1 = 0,37 \pm 0,13$. Die Unsicherheiten der Messungen und die relativen Fehler sind als hoch einzuschätzen. Schon früher leitete Edgerton (216) und Bevir (140) die theoretisch zu erwartende Sensitivitätsänderung ab:

$$S = \frac{2}{\frac{a}{b} \left\{ \left(\frac{a}{b} \right)^{-\alpha} + \left(\frac{a}{b} \right)^{\alpha} + \frac{\bar{b}_\theta}{\alpha \cdot \bar{b}_1} \left[\left(\frac{a}{b} \right)^{-\alpha} - \left(\frac{a}{b} \right)^{\alpha} \right] \right\}} \quad (11.60)$$

$$\alpha^2 =: \bar{b}_\theta / \bar{b}_r \quad c = b$$

Die Formel gilt für homogenes Magnetfeld und homogene und isotrope Blutleitfähigkeit.

Im Fall $\alpha = 1$ geht II.60 in II.58 über. Wenn $c \ll b$, also mit Plasmazwischenschicht, ist auch eine Gleichung ableitbar.

II.60 zeigt ähnliche Eigenschaften wie II.58. S steigt mit δ_1/δ_0 an. Für zunehmende Anisotropie der Gefäßwand, also $\alpha > 1$, sinkt S wieder leicht ab. Der Anisotropieeffekt für die ungenauen experimentellen Leitfähigkeitswerte ist etwa -7%.

Auch das Blut hat wegen der Konzentrierung der Erythrozyten in die zentrale Strombahn und ihrer Ausrichtung im Strömungsfeld eine anisotrope ortsabhängige Leitfähigkeit. Baker (136) und Bevir (140) haben Rechnungen durchgeführt. Jedoch liegt bisher keine Messung der Leitfähigkeitsverteilung, die sehr zu wünschen wäre, vor. Dennis und Wyatt (217) haben jedoch Präzisions-Sensitivitätsmessungen mit einer Kanülensonde (Sonde mit Rohrstutzen, es wird kein Gefäß eingesetzt) von 6 mm Lumendurchmesser und Variation des Hämatokrits durchgeführt (siehe Abb. II.48). Ihre Ergebnisse sind nur unter Annahme anisotroper Blutleitfähigkeit erklärbar. Bei Hämatokrit 0 ist ja die Anisotropie sicher verschwindend, da ihre Ursache, die Erythrozyten, nicht vorhanden sind. Mit zunehmendem Hämatokrit sollte der Effekt größer werden. Für niedrige und immer laminare Flüsse nimmt S um 3% ab, wenn der Hämatokrit von 0 auf 45% erhöht wird. Bei größeren Flußraten, die ja zu verstärkter Anisotropie führen sollten, erkennt man angedeutet auch eine Vergößerung des Effektes. Jedoch sind hier die Messungen von Strömungseffekten überlagert (beginnende Turbulenz). Das Flowmeter war offensichtlich nicht-ideal. Es wurde auch ein nichthomogenes Magnetfeld verwendet, so daß wohl auch die sich ändernde achsensymmetrische Strömungsverteilung im laminaren Bereich - die Viskosität hängt bei Blut von der Strömungsgeschwindigkeit und vom Radius ab - einen nicht unterscheidbaren Beitrag überlagert.

Für Messungen dieser Art sollten in Zukunft nur ideale Flowmeter verwendet werden.

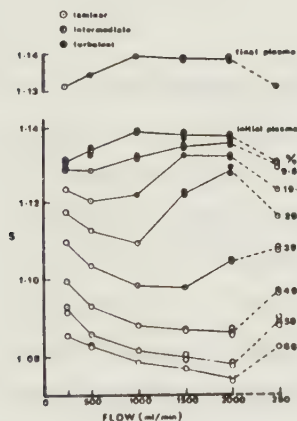


Abbildung 11.48: Einfluß der strömungsbedingten anisotropen Blutleitfähigkeit auf den Sensitivitätsfaktor. Messung in einem gefäßwandlosem Lumen (Kanülensonde; siehe Text); (nach Dennis, 217).

Wie eingangs erwähnt, verändern die konkreten Leitfähigkeitsverhältnisse das Meßstromfeld $\vec{j}^{\text{Meß}}$ und damit das Gewichtsvektorfeld $\vec{W}$. $\vec{W}$ ist von "zufälligen" Änderungen der experimentellen Situation abhängig. Also ist auch die Bedingung für ideale Flowmeter $\text{rot } \vec{W} = 0$ (Gl. 11.32) bzw. das Gütekriterium (Gl. 11.37) nur in "variabler" Weise erfüllt. Im Volumen der Gefäßwände führt $\text{rot } \vec{W} \neq 0$ nicht zu einer Verschlechterung der Messung, da $\vec{v} = 0$ ist (Gl. 11.31). Ebenso sind hier keine zirkulierenden Flüsse möglich und das Integrationsvolumen N kann auf das Gefäßlumen beschränkt werden. Es bleibt nur der Effekt der anisotropen ortsabhängigen Blutleitfähigkeit, der wegen seiner Variabilität mit der Flußrate nie ganz ausgeschlossen werden kann, selbst wenn

ein Flowmeter mit "angepaßtem" Magnetfeld zur Erfüllung der Idealitätsbedingung konstruiert würde. Glücklicherweise ist er aber nach allem, was bisher an Messungen vorliegt (z.B. auch 218), von geringer Größenordnung (einige %).

Insgesamt ist zu sagen, daß zu wenig Kenntnisse über die Leitfähigkeiten vorliegen. Die Summe aller besprochenen Effekte dürfte in der Praxis etwa eine Größe von $\pm 20\%$ für die Sensitivität sein. Der Experimentator ist gehalten, seine Meßbedingungen konstant zu halten. Die Eichung ist möglichst "wirklichkeitsnah" durchzuführen.

Die praktische Durchführung der Kalibrierung mittels Perfusor, in-Vitro Aufbau usw. wird in den Manuals der Hersteller beschrieben. Zu dem Thema sind außerordentlich viele Publikationen erschienen (siehe z.B. 219, 220, 221).

III. Theoretische Grundlagen der Methode dieser Arbeit

III.1 Das neue Magnetfelderzeugungsverfahren

Die Grundüberlegungen dieser Arbeit knüpfen an einigen Punkten der rückliegenden Kapitel an. Zum einen war die Problematik der Meßgenauigkeit der elektromagnetischen Flowmeter zu betrachten, die ausführlich dargestellt wurde. Sie wird im implantierten Experiment verkompliziert durch simple praktische Schwierigkeiten wie etwa die Vermeidung der Gefäßabknickung durch Bewegung des Tieres. Diese führte zu Anzeigesprüngen und unzuverlässiger Messung. Offensichtlich waren die Meßköpfe mechanisch zu groß und zu schwer, die Kabel zu steif. Auf Implantation und Einheilung folgte nach etwa drei Wochen die erste Messung. Oft war das Kabel dann schon am Ende seiner Lebenszeit – elektrisch leck oder gebrochen.

Es war also ein mechanisch kleiner Meßkopf zu fordern. Das Kabel sollte hochflexibel, dauerbiege- und feuchtigkeitsresistent sein.

Ferner war auch die Wärmeproduktion des Meßkopfes entscheidend, die nicht zu hoch sein darf (Kap. II.2). Sie begrenzt den zulässigen Spulenstrom und das maximal erzeugbare Magnetfeld.

Abb. III.1 zeigt die Korrelationen, die aus den Formeln von Kap. II.2 folgen. Bei Verkleinerung des Sondenmagneten resultiert eine geringere Magnetfeldstärke und höhere Wärmeproduktion. Vergrößerung der Magnetfeldstärke bedeutet mehr Wärmeenergie und Größenzunahme.

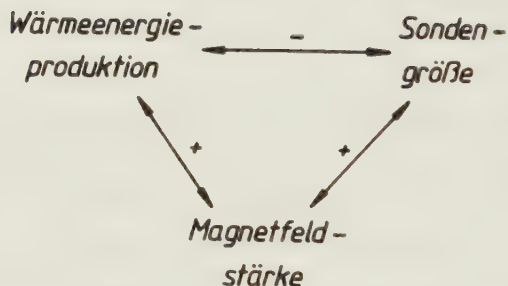


Abbildung III.1: Korrelationen zwischen Wärmeenergieproduktion, Sondengröße und Magnetfeldstärke bei einem Flowtermagneten.

Gerade für kleine Gefäße vom Außendurchmesser 0,1 – 1,5 mm ist aber eine hohe Magnetfeldstärke nötig, um den Störspannungsabstand genügend groß zu halten. Dies sieht man sofort aus Gleichung II.6 – U^F ist proportional zum Durchmesser und zur Strömungsgeschwindigkeit, die ja bei kleinen Gefäßen immer geringer wird – und auch aus Gleichung II.31. Hier wird das Integral über immer kleinere Volumenbereiche gebildet. $\vec{W}$ ändert sich bei kleiner werdendem Sondenlumen und gleicher Magnetfeldstärke nicht, $\vec{j}$ ist normiert. Also liefert das Integral immer kleinere Werte U^F . Die Störspannungen ändern sich natürlich mit der Baugröße nicht in wesentlichem Ausmaß.

Zunächst wurde an eine Verbesserung der konventionellen Elektromagneten gedacht, Rechnungen und technologische Überlegungen durchgeführt. Die kommerziellen Sonden waren jedoch diesbezüglich schon weitgehend optimiert. Es war kein wesentliches Vorankommen zu erwarten. Schließlich wurde in

Zusammenhang mit den Rechnungen ein neues Funktionsprinzip für den Magneten gefunden.

Das Magnetkernmaterial wird durch einen Permanentmagnetwerkstoff ersetzt. Der Stromfluß durch die Magnetspule ist nur zur Ummagnetisierung notwendig. In den Zwischenzeiten wird das maximale zeitkonstante Magnetfeld (siehe Abb. II.37) vom Kernmaterial selbst "gehalten". Somit produziert die Spule im Zeitmittel weniger Wärmeenergie. Die Stromimpulse sind etwa um den Faktor 1000 kürzer als die Phasen konstanten Magnetfeldes. Sie sind etwa 1 μsec lang.

Abb. III.2 zeigt die Hysteresekurve des verwendeten Magnetmaterials.

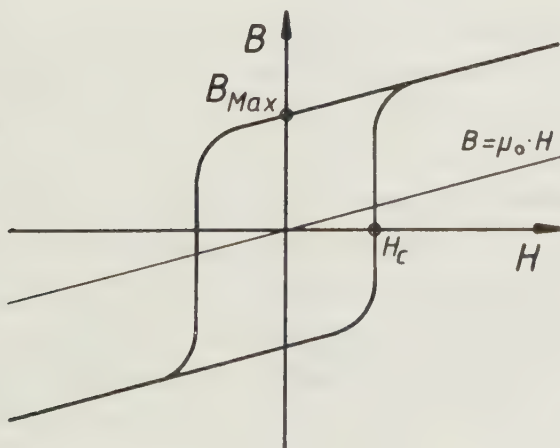


Abbildung III.2: Hysteresekurve des Permanentmagnetwerkstoffes in der B-H Darstellung.

Sie beschreibt die Abhängigkeit des Magnetfeldes im Kerninneren - dieses heißt hier wegen der Beteiligung von Materialeigenschaften "Magnetische Induktion" - von der sog. magnetischen Feldstärke H . H ist definiert als:

$$H =: \frac{B}{\mu} \quad (\text{III.1})$$

Der Gesamtstrom im Spulenquerschnitt heißt "Strom-Durchflutung" Θ :

$$\Theta =: N \cdot i \quad (\text{III.2})$$

Damit wird aus Gleichung II.46:

$$H_K \cdot l_K + H \cdot l = \Theta$$

Die Größen H und H_K sind über II.48 verkoppelt.

Durch das Vorhandensein eines Spaltes geht die Hysterese in die sog. geschnittene Form über (siehe Abb. III.3) *. Ohne Strom in der Spule befindet sich der Magnet in den stabilen Zuständen 1 oder 6. Es sei von Punkt 1 ausgegangen. Nach Einschalten des Spulenstromes steigt H_K nach III.3 an und damit auch B entlang der Linie 2. In 3 kehrt sich die Magnetisierungsrichtung um, in 4 wird die magnetische Sättigung B_{Max} erreicht und bis 5 addiert sich nur noch die Magnetisierung des Vakuums auf. Jetzt wird der Spulenstrom wieder ausgeschaltet und der Magnet fällt auf den Zustand 6 zurück. Bei Spulenstrom von entgegengesetzter Polarität wird der linke Teil der Schleife durchfahren.

* siehe Lehrbücher der theoretischen Elektrotechnik

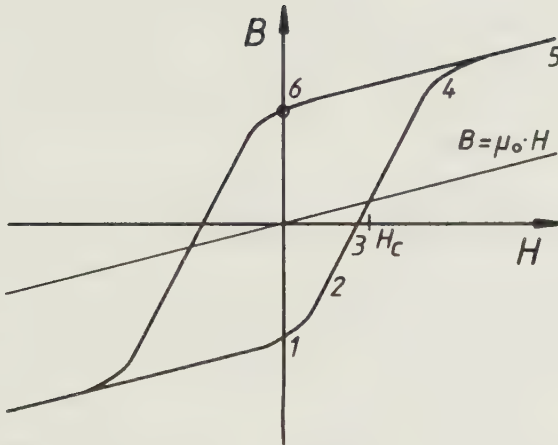


Abbildung III.3: Hysteresekurve nach Einführung eines Luftspaltes (siehe Text).

Infolge der starken Senkung der Spulenstromwärme (siehe folgendes Kapitel) kann jetzt nach Gleichung II.52 der Gesamtpulsenquerschnitt Q wesentlich kleiner gewählt werden. Da die Stromimpulse sehr kurz sein sollen, muß der Magnet in geeigneter Weise konstruiert werden. Jede Spule erzeugt aus zeitlichen Magnetfeldänderungen, die sie selbst produziert, die sog. Selbstinduktionsspannung $U_{\text{Selbstind.}}$ (siehe Gl. II.53, Faraday'sches Induktionsgesetz):

$$U_{\text{Selbstind.}} = -N \frac{d\Phi}{dt} \quad (\text{III.4})$$

Der Magnetfluß Φ hängt jedoch nach Gleichung II.46 und II.48 zunächst von der Stromdurchflutung ab:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d\Phi}{d\theta} \cdot \frac{d\theta}{dt} \quad (\text{III.5})$$

Es ist:

$$U_{\text{Selbstind.}} = -N \cdot \frac{d\Phi}{d\theta} \cdot \frac{d\theta}{dt} = -N^2 \cdot \frac{d\Phi}{d\theta} \cdot \frac{di}{dt} \quad (\text{III.6})$$

Der Faktor $N^2 \cdot \frac{d\Phi}{d\theta}$ enthält nur konstruktive Parameter des Magneten und wird Selbstinduktivität L genannt.

$$L = N^2 \cdot \frac{d\Phi}{d\theta} \quad (\text{III.7})$$

Beim Betrieb der Spule legt man eine Spannung U an. $U_{\text{Selbstind.}}$ überlagert sich U , am Spulenwiderstand R_{Spule} liegt nur ein Teil der Spannung an:

$$U = U_{\text{Selbstind.}} + R_{\text{Spule}} \cdot i \quad (\text{III.8})$$

Also ist nach einfacher Ausrechnung mit II.6 und II.7:

$$\frac{di}{dt} = \frac{U - R_{\text{Spule}} \cdot i}{L} \quad (\text{III.9})$$

Die Stromanstiegs- und Abfallgeschwindigkeit $\frac{di}{dt}$ bestimmt die Dauer der Strompulse. i muß einen bestimmten Wert kurzzeitig erreichen (siehe Abb. III.3), um den Kern "durchzumagnetisieren" und um eine genügende Magnetfeldgröße zu erzeugen. Der Zähler muß also groß, der Nenner klein sein. Da die Spulenwindungszahl N quadratisch in L eingeht (Gl. III.7), ist sie ent-

sprechend klein zu halten. Es werden etwa 10 Windungen verwendet.

Der maximale Wert von i liegt typischerweise bei etwa 30 A, wobei für die Spule ein Kupferlackdraht von 0,04 mm Durchmesser verwendet wurde. Unter normalen Gleichstrombedingungen würde der Draht augenblicklich glühen und zerschmelzen. Der Impulsbetrieb ist jedoch ohne Beschädigung möglich.

Da der Permanentwerkstoff "zweckentfremdet" eingesetzt wird, war zu klären, ob eine so schnelle Ummagnetisierung auf Grund der Struktur überhaupt möglich ist, und ob nicht eine eventuelle Materialermüdung auftritt. Die Bedenken konnten verworfen werden.

Normalerweise können Permanentmagnetmaterialien nicht mit der hohen geforderten Geschwindigkeit ummagnetisiert werden. Wegen ihrer metallischen Leitfähigkeit induzieren sie in ihrem Inneren bei Anlegen eines äußeren Magnetfeldes Wirbelströme und verhindern dessen schnelles Eindringen. Dies ist der sog. Skin-Effekt. Durch dünne Lammellierung läßt er sich jedoch vermeiden. In unserem Fall fordert die Theorie eine Dicke von etwa 10 μm , was eine außerordentliche Herausforderung für die technische Durchführbarkeit bedeutete. Das Magnetmaterial ist vom Hersteller nur in voluminöser Form (Quader, Zylinder von einigen cm Größe) erhältlich. Es ist sehr hart und spröde und kann nach Angabe des Herstellers nur durch Schleifen bearbeitet werden.

III.2. Die Wärmeleistung des Verfahrens

Bei unserem Magnetfelderzeugungsverfahren tragen neben der Stromspulenswärme nach Gl. II.52 noch die Ummagnetisierungsenergie P_u

$$P_u \approx V \cdot f \cdot B_{Max} \cdot H_c \quad (III.10)$$

und die Wirbelstromwärme P_w

$$P_w \approx \frac{1}{3} \cdot V \cdot \delta \cdot B_{Max}^2 \cdot d^2 \cdot \frac{f}{t_p} \quad (III.11)$$

- V Magnetkernvolumen
- f Betriebsfrequenz der Flowmeterelektronik
- H_c Koerzitivfeldstärke
- δ Leitfähigkeit des Kernmaterials
- d Dicke der Kernlamellen
- t_p Strompulsdauer

zur Erhitzung bei. Sie waren bei der Konstruktion der Sonde zu berücksichtigen. Die entsprechenden Zahlenwerte konnten klein gehalten werden.

III.3. Auslegung des Meßkopfes

Der Elektromagnet hat eine schlanke zirkuläre Form (siehe Abb. III.4). Er enthält einen Schlitz, durch den das Gefäß eingesetzt werden kann. Die Spule besteht aus den Teilwicklungen 1 bis 4. 1 und 2 magnetisieren die obere Hälfte, 3 und 4 die untere Hälfte des Magnetkernes jeweils in die gleiche

Richtung. Beide Magnetkernhälften sind also parallel geschaltet. Sie erzeugen ein Magnetfeld von der angegebenen Richtung. Die vier Wicklungen können, nachdem sie bezüglich Wicklungssinn und Orientierung richtig zusammengesaltet sind, mit zwei Zuführungsleitungen versorgt werden. Zwischen den Teilspulen kommen die Elektroden zu liegen.

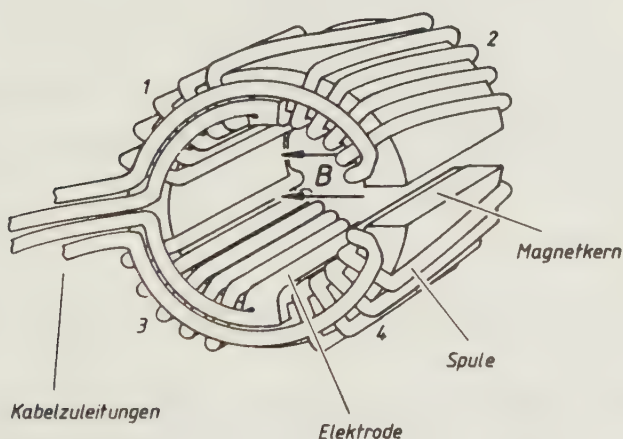


Abbildung III.4: Flowmetersonde

III.4 Auslegung des intrakorporalen Kabels

Das intrakorporale Kabel soll dauerbiegeresistent, besonders leichtflexibel und elektrolytbeständig sein. Nach umfangreicher Korrespondenz mit Firmen konnte kein geeignetes Produkt gefunden werden. Es war auch keine Sonderanfertigung möglich.

Unsere Konstruktionsart zeigt Abb. III.5 im Querschnitt.

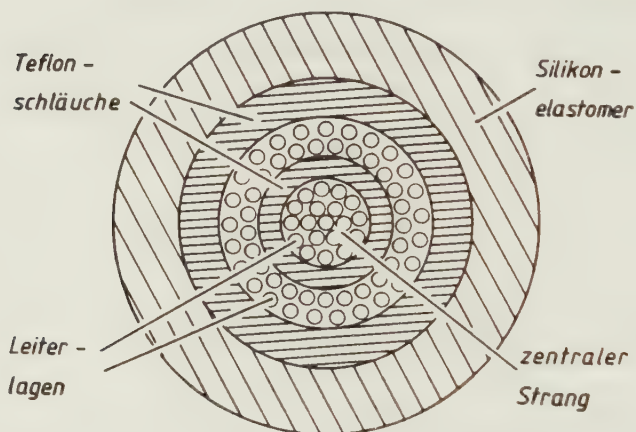


Abbildung III.5: Intrakorporales Kabel.

Viele Silberdrähte vom Durchmesser 0,02 mm., die mit einer sehr dünnen Teflonschicht überzogen sind, werden lageweise spiralförmig um einen zentralen Draht gewickelt. Der fertige Strang kommt unter kompletter Vergießung mit einem speziellen Silikonelastomerprodukt in einem dünnwandigen Teflon-"Spaghettischlauch" zu liegen. Die sehr dünne Teflonwandung ist notwendig, um dem Kabel genügend Flexibilität zu geben. Der fertige zentrale Strang wird durch weitere Leiterlagen ergänzt. Auf das fertige Kabel wird außen noch eine Silikonschicht aufgebracht, die einen gewissen Schutz gegen mechanische Beschädigung bei der Implantation bietet. Die Lötverbindung zum Hautstecker und zur Sonde werden mit speziellen Feinstlötungen unter dem Operationsmikroskop hergestellt.

IV. Technologische Arbeiten

IV.1. Magnetmaterialschnaidung

Das Magnetmaterial mit den speziellen Eigenschaften seiner Hysteresekurve (siehe Abb. III.2) ist sehr spröde und hart. Der Hersteller gibt an, daß es nur durch Schleifen bearbeitet werden kann.

Eine Münchener Technologiefirma, die sich mit der Herstellung von Flugzeugturbinentriebwerken beschäftigt, war in der Lage, das Material unbeschädigt und unter Erhalt seiner magnetischen Eigenschaften in 1 mm dicke Plättchen zu trennen.

IV.2. Die doppelseitige Feinstläppung

Aus den Scheiben waren nun 10 µm dicke Folien herzustellen. Erneut durften hier die Materialeigenschaften nicht zerstört werden. Nach vielen Gesprächen mit Fachleuten aus der Materialbearbeitungs- und Ingenieurwissenschaft war kein Weg ersichtlich, der dies ermöglichen sollte.

Schließlich konnte eine Firma, die in Schottland ansässig ist, gefunden werden, die über eine Spezialtechnologie verfügt.

In einem Lapping-Präzisionsschleifprozeß, der an scheibenförmigen Materialien beidseitig und bei geringsten Dicken anwendbar ist, wurden 10 µm dicke Folien hergestellt.

Ein früheres Bedenken, der Werkstoff könnte wegen seiner körnigen, gesinterten Struktur in feinste "Brösel" zerfallen, bestätigte sich nicht.

In der dünnen Folienform ließ sich das Material sogar biegen, ohne zu brechen. Allerdings besteht eine gewisse Neigung zur Reißbildung. Damit war die Möglichkeit der Kerengeometrie von Abbildung III.4 gegeben. Versuche, die im folgenden noch dargestellt werden, ergaben auch, daß die Mikrostruktur (die sog. spinodalen Ausscheidungen), die für die besonderen Magneteigenschaften verantwortlich ist, durch die starke Matrixverzerrung der Biegung nicht zerstört wird.

IV.3 Herstellung der Plättchen definierter Größe und des Magneten

Die Folien hatten die Abmessungen 14 x 14 mm. Sie mußten in Rechteckscheibchen mit definierten Abmessungen - für eine Sonde z.B. 0,3 x 2,0 mm - "geschnitten" werden. Mit einem speziellen Instrumentarium war dies unter dem Operationsmikroskop möglich.

Die Plättchen werden mit einer dünnen Isolierschicht versehen und nach Strapelung und Biegung in der gewünschten Form (siehe Abb. III.4) verklebt. Alle diese Arbeiten können mit feinen Präzisionspinzetten und speziellen Hilfswerkzeugen, bei der die Institutswerkstatt in besonderer Weise behilflich war, ausgeführt werden.

Nun werden die Spulen, wie in der Abbildung gezeigt, gewickelt und verklebt.

An den Spulenzwischenräumen werden Elektroden eingebaut. Ihre Isolation zu Magnetkern und Wicklung muß von besonderer Qualität sein. Wegen der Miniaturisierung können nur geringe Schichtdicken verwendet werden. Hier ist nur Teflon geeignet.

V. Meßapparaturen, Elektronische Schaltung

V.1 Messung der Hystereseschleife

Zunächst mußte sichergestellt werden, ob die Magnetfolien durch die Bearbeitung bezüglich ihrer magnetischen Eigenschaften nicht geschädigt wurden. Dies geschah mit einer Hysteresemeßapparatur, die bei der Firma Messerschmitt-Bölkow-Blohm zur Verfügung stand. Aus mehreren Plättchen wurde ein kleiner Stabmagnet zusammengesetzt und in den Hohlraum einer kleinen und meßempfindlichen Induktionsspule gebracht. Somit kann die Kurvenform der Abbildung III.2 nachgemessen werden.

V.2. Elektronische Strompuls erzeugung

Zum Betrieb des Magneten sind sehr kurze und starke Strompulse von wechselnder Polarität erforderlich (typische Werte: 1 μsec , 30 A). Sie lassen sich mit den neuen Leistungs-Mosfet-Transistoren, einer entsprechenden Treiberschaltung und der zugehörigen Impulslogik erzeugen. Die Impulse können, nach Messung mittels eines Hochfrequenz-Strommeßgliedes, am Speicheroszillograph dargestellt werden.

V.3. Magnetfeldmessung

Um die elektrotechnische Funktion des Magneten zu verifizieren, mußte das Magnetfeld im Lumen gemessen werden. Da von Herstellern keine geeigneten Geräte erhältlich sind, mußte eine Mikro-Induktions-Leiterschleife hergestellt werden. Sie hat einen Durchmesser von 0,3 mm und 10 Windungen. Da aus der Schleifengeometrie der Empfindlichkeitsfaktor nicht eindeutig berechnet

werden kann, wurde sie mit einem zeitveränderlichen Magnetfeld bekannter Größe geeicht. Mit Leiterschleifen können nach Gleichung II.53 nur Magnetfeldänderungen bestimmt werden, durch Integration der Induktionsspannungs-Peaks ist jedoch die absolute Magnetfeldgröße berechenbar. Mit der Eichanordnung, die eine Änderung der Magnetfeldflankengeschwindigkeit $\frac{dB}{dt}$ über einen weiten Bereich zuläßt, wird zugleich überprüft, ob die hochfrequenztechnische Schaltung aus Mikroleiterschleife und Oszillographeneingangsverstärker elektronisch einwandfrei funktioniert.

V.4. In-vitro Flußmessung

Schließlich wurde die Impulserzeugungselektronik mit einem Flowmeterverstärker zusammengeschaltet und die Meßsonde mit einem elektrolytbeständigen Kabel versehen. Mit dem neuen Verfahren konnten Fluidströmungen gemessen werden.

Die in-vitro Meßanordnung wurde auch zur Überprüfung der Langzeitresistenzeigenschaften von Sonde und Mikrokabel verwendet.

VI. Diskussion

In den rückliegenden Kapiteln sind an vielen Stellen schon diskutierende Elemente enthalten. Dies schien geboten, da die Thematik komplex und vielschichtig ist, die Arbeit aber insgesamt nicht zu umfangreich werden sollte. Im folgenden werden wichtige Themenbereiche behandelt.

VI.1. Betrachtung theoretischer Zusammenhänge

In zahlreichen Publikationen wird im Zusammenhang mit den theoretischen Grundlagen des elektromagnetischen Prinzips immer wieder Michael Faraday (1791-1867) und das von ihm gefundene Gesetz (Gl. II.8 und II.8a) als grundlegend bezeichnet. Dies kann nicht korrekt sein. Faraday hat in genialen Versuchen die Induktionseigenschaften magnetischer Felder studiert. Dabei ging immer die Zeitabhängigkeit der Effekte ein. Die oben zitierten Grundgleichungen beschreiben dies auch ganz klar. Es wurde dargestellt, daß die flußinduzierte Generatorspannung ursächlich nicht mit zeitabhängigen Effekten des Magnetfeldes zusammenhängt. Die Flowmetergleichung II.19 wurde unter Verwendung des Lorentz-Gesetzes (Gl. II.3), einer "Materialgleichung" - dem Ohm'schen Gesetz (Gl. II.4) - und dem Gesetz von Ampere (Gl. II.9 und II.9a) abgeleitet. Mit identischer Grundlage wurde auch die Gewichtsvektorfeld-Darstellung von U^F (Gl. II.31) erhalten; hier mit dem allgemeineren Ohm'schen Gesetz II.23. Es war vielmehr Ampere, der die "Struktur" der Kraftwirkungen zwischen stromdurchflossenen Leitern erkannte. Kraftwirkungen sind üblicherweise die Voraussetzung, um zugehörige Felder zu definieren. So ist das Lorentz-Gesetz II.1 eigentlich eine Definitionsgleichung für $\vec{B}$ und ist implizit in der zugehörigen Feldgleichung II.9 und II.9a, dem (durch Maxwell erweiterten) Ampere'schen Gesetz enthalten. Man sieht auch, daß nur in diesem Gesetz Ladungsgeschwindigkeiten - also Ströme - enthalten sind.

In Kapitel II.1 wurde das ideale Flowmeter behandelt sowie auch eine Theorie, die eine diesbezügliche "Näherung" beschreibt. Es liegen jedoch bisher keine Arbeiten vor, die die Erkenntnisse bezüglich allgemeiner dreidimensionaler Strömungsformen in die experimentelle Praxis umgesetzt haben. Insbesondere wurden keine ideal messenden Flowmeter gebaut. Die Theorie ist in der Lage, alle Probleme der physiologischen Meßpraxis, die ursächlich mit Strömungsverteilungseffekten verkoppelt sind - dazu gehören auch Bewegungen der Gefäßwand - zu beschreiben und zu deuten. Die entsprechenden Fehlerspannungen können quantitativ berechnet werden. Für solche Arbeiten wären geeignete in-vitro- und in-vivo Experimente und Computerrechnungen erforderlich.

In diesem Zusammenhang wäre von besonderem Wert, wenn eine Lösung der Idealitätsgleichung II.32 für ein kurzes, inhomogenes Magnet- und Meßstromfeld gefunden werden könnte. Die Lösung sollte nach Möglichkeit für die zirkuläre Manschettenform "passend" sein.

Oben erwähnte dreidimensionale analytische und numerische Rechenmethoden sind nicht ganz einfach. Die Arbeiten von Baker (145), Bevir (156), Wyatt (163) und O'Sullivan (164) könnten als Ausgangspunkt dienen. Die Rechnung von O'Sullivan, die für beliebige kurze Magnetfelder und große Elektroden aber unter Beschränkung auf geradlinige Flüsse ausführbar ist, sollte auch unter Einbeziehung der Gefäßwand und einer Plasmaschicht durchgeführt werden.

Die theoretische Situation bezüglich der Polarisierungseffekte und sonstiger Vorgänge an der Grenzschicht Elektrodenmetall/Elektrolyt bzw. Plasma oder Gewebe ist als außerordentlich unbefriedigend zu bezeichnen. Außer der

experimentellen Arbeit von Wyatt (180), existiert nichts Grundlegendes zu dem Thema. Sollten einmal detailliertere Erkenntnisse vorliegen, so ergeben sich wohl sicher Möglichkeiten zur Modifikation der Metalloberflächenstruktur. Sie hätten zum Ziel, alle "instabilen" Effekte zu beseitigen. Einfache Lösungen, wie etwa eine Oxydschicht, eine dünne Isolierschicht oder eine Gelschicht von gleicher Leitfähigkeit wie Plasma wurden schon erwähnt. Es liegt bisher keine Veröffentlichung mit experimentellen Ergebnissen vor.

VI.2. Nulllinieninstabilität

Die Nulllinieninstabilität der elektromagnetischen Meßmethode ist trotz der Erfolge und Verbesserungen vergangener Jahrzehnte auch heute noch ein Hauptproblempunkt. Sie begrenzt die potentiell große Empfindlichkeit und verkompliziert die experimentelle Anwendung. Bisher ist in chronisch implantierten Versuchen der Einsatz einer Gefäßocclusionsmanschette nicht zu umgehen. Es wurde gezeigt, daß die phasensynchronen elektrischen Instabilitäterscheinungen nur in den Transformatorspannungs-Spikes ihre primär induzierende Ursache haben können. Über resistiven Stromfluß durch die Elektrodenoberflächengrenzschicht finden Aufladungseffekte und physikalisch-chemische Sekundärprozesse statt. Durch Vermeidung des resistiven Stromflusses könnte also eine Verbesserung erzielt werden.

Im Falle von Punktelektroden sind sehr einfache Zusatzbeschaltungsmaßnahmen am Meßkopf/Kabel-Übergang oder am Kabelende möglich. Ihre günstige Wirkung würde durch eine spezielle Meßanordnung zur Bestimmung des Elektrodenstromflusses verifiziert werden können. Folgende Implantationsversuche müßten eine Nullpunktstabilisierung ergeben.

Bei punktartigen und räumlich ausgedehnten Elektrodenformen sind neben den erwähnten Maßnahmen der Oberflächengrenzschichtmodifikation auch elektro-nische Variationen denkbar. Die "Sample and hold" Signalverarbeitung des Gould Statham SP 2204 Flowmeter-Verstärkers mißt in jedem Zyklus (siehe Abb. II.40 und II.41) die Spannung während des maximalen und des nichtvor-handenen Magnetfeldes, also in den Zeiten ab, cd, a'b', c'd'. Aus den Span-nungsdifferenzen wird das Ausgangssignal gebildet. Dies hat ja zunächst den Sinn, die Drift der Verstärkerelektronik zu beseitigen. Es wäre jedoch auch möglich, über geeignete zusätzliche Schaltungsmaßnahmen homologe Spike-nachwirkungen zu subtrahieren. Dies sind Nachwirkungen nach Spikes gleicher Polarität und Form. Die instabilen Nachschwankungen sind ja mit größter Wahrscheinlichkeit "langsam" mit der Zeit veränderlich, d.h. über 10 oder mehr Meßzyklen (nahezu) konstant.

Dieses Konzept könnte durch digitale Vermessung jeder Nachschwankung und folgende Computer-Verarbeitung erweitert werden. Bestimmte, immer wieder-kehrende und formtypische Schwankungsbeiträge würde der Computer erkennen und subtrahieren. Die elektronische Nullpunktsdefinition sollte so wohl noch exakter sein. Zusammen mit unserem neuen Magnetfelderzeugungsverfahren, das keine Übersprechspannungen produziert, ließe sich gegebenenfalls eine akurate Nulllinienstabilität erzielen.

VI.3. Neues Magnetfelderzeugungsverfahren

Die neue Art der Magnetfelderzeugung läßt eine große Reduzierung der Wärmeenergieproduktion gegenüber dem bisher üblichen konventionellen Verfahren zu. Damit ist eine drastische Verkleinerung des Spulen- und Magnetkernvolumens möglich. Für Gefäße vom Außendurchmesser 0,5 mm

werden typische Sondenlineardimensionen um Faktor 10, Eigenvolumen (ohne das Meßlumen) und Masse um Faktor 675 (kommerzielle: 108 mm^3 ; Neues Verfahren: $0,16 \text{ mm}^3$) reduziert! Trotzdem ist in dem speziellen, zur Berechnung dienenden Fall das Magnetfeld nach unserem Verfahren noch etwas größer, also auch die Meßempfindlichkeit. Bei den in Zukunft durchzuführenden Implantationsexperimenten wird sich zeigen, wie groß die Möglichkeiten in der Praxis sind. Man kann wohl einen wesentlichen Fortschritt für Messungen an Kleintieren und generell an kleinen Gefäßen erwarten.

Die gewählte Magnetform einer schlanken zirkulären Manschette (Abb. III.4) ermöglicht ein niedriges Verhältnis von Sondenaußendurchmesser zu Gefäßdurchmesser. Mechanische Einflüsse infolge Gewebs- und Organverschiebung sollten so auf ein geringes Maß beschränkt sein. Zusammen mit der Flexibilität des Kabels dürfte auch das Problem der Gefäßabknickung durch Zug oder Verlagerung lösbar sein.

Durch Veränderung der Sondengeometrie - etwa einen dickeren Magnetkern - und weitere Maßnahmen sind noch wesentlich stärkere Magnetfelder im Lumen erzeugbar als bisher verwendet wurden. Somit ist denkbar, die Methode auch an Mikrogefäßen von $0,1 \text{ mm}$ Durchmesser oder kleiner einzusetzen. In diesem Bereich nimmt ja U^F stark ab (siehe z.B. Gl. II.6), die Störspannungen bleiben aber fast unverändert. Folglich kann nur eine Vergrößerung von B in gleicher Größenordnung hier eine Messung möglich machen.

Aus Kapitel II.3 und II.9.1 ist bekannt, daß geringste Magnetfeldschwankungen während der Zeiten mit eingeschaltetem Feld (1-2, 3-4, 5-6 in Abb. II.41) zu großen überlagernden Induktionsspannungen führen. Bei konventionellen

Elektromagneten ist ein exakt konstanter Spulenstrom erforderlich. In diesbezügliche Überlegungen geht das Wechselstromverhalten des Magneten, also dessen Induktivität, wesentlich ein. Bei unserem Verfahren ist das Magnetfeld absolut gleichbleibend. Die Umschaltung geschieht in ~ 1000 mal kürzerer Zeit als die Meßphasenlänge. Die Magnetinduktivität hat aus diesem Grund auch einen sehr viel niedrigeren Zahlenwert. Während der Meßphasen liegt das Verhalten eines gewöhnlichen Permanentmagneten vor.

Die Spulenbetriebsströme fließen nur kurzzeitig zur Ummagnetisierung. Sonst sind sie Null; Spule und Kabelzuleitungen liegen auf Erdpotential. Somit fallen während der Sampling-Zeiten Übersprechspannungen auf die Meßleitungen und hieraus folgende elektrische Nullpunktsabweichungen weg. Die Isolationsprobleme sind somit entschärft und die Miniatur-Konstruktionsart nach Abb. III.5 möglich. Da nun nur noch die Elektrodenpolarisations-Nachschwankungen einen wesentlichen Beitrag zur Nulllinieninstabilität liefern, rentiert es sich, Arbeitsfleiß aufzuwenden, um deren Beseitigung zu erreichen.

Bei bisherigen Elektromagneten wurde zur Wärmeenergieeinsparung die Halbwellenmethode angewandt (siehe Kap. II.8). Hier besteht prinzipiell der Nachteil kürzerer Sampling-Zeiten, also schlechteren Signal/Störspannungsabstandes. Unser Magnetfelderzeugungsverfahren produziert während der "flat top"-Zeiten überhaupt keine Wärmeenergie. Diese Phasen können also lange ausgedehnt und zur Messung verwendet werden. Es ist wohl sinnvoll, auch die Betriebsfrequenz, die bisher bei etwa 400 Hz lag, auf 200 oder 150 Hz zu senken. Damit wird die Wärmeenergieproduktion in gleichem Ausmaß verringert. U^F kann nach langer Spikenachschwankungs-Ausklingzeit fehlerfreier gemessen werden; über die thermische Rauschspannung wird länger gemittelt.

Da die Ummagnetisierungsgeschwindigkeit unseres Verfahrens sehr viel höher ist, sind auch die Transformator-Spikes kürzer. Der Unterschied beträgt etwa Faktor 100. Die Spitzenspannung sollte um einen entsprechenden Faktor größer sein. In praxi tritt jedoch oberhalb der sog. Schwellenspannung der Elektroden-Elektrolyt-Grenzschicht (sie ist etwa 0,7 V und wird durch das Kleinsignal-Äquivalentschaltbild der Abb. II.32 nicht repräsentiert) ein Begrenzungsstrom auf. Dieser wirkt hier im Sinne eines Kurzschlusses. Somit trägt nur ein geringer Anteil des Spike-Energiegehaltes zur Aufladung und instabilen Nachschwankungen bei.

In der ersten Version unserer Meßsonde wurden kurze Linienelektroden in Strömungsrichtung verwendet. Möglicherweise ist dies noch nicht die optimale Lösung. Transversale Linienelektroden lassen nach Kapitel II.1 eventuell ein günstigeres Verhalten bezüglich der Strömungsverteilungsabhängigkeit der Messung erwarten. Hier ist auch an Vielfach-Punktelektroden zu denken, die in transversaler Linie angeordnet werden. Jede Einzelelektrode würde eine eigene erste Verstärkerstufe erhalten. Nach geeigneter Zusammenschaltung käme die übliche Verstärkerelektronik zum Einsatz. Mit dieser Anordnung könnte im chronisch implantierten Zustand jederzeit der Kalibrierungsfaktor nachgemessen werden, wie O'Sullivan (161) gezeigt hat. Allerdings müßten Vorversuche mit kurzem Magnetfeld und der beschriebenen Elektrodenanordnung stattfinden.

Der technologische Aufwand, der mit der Entwicklung der Methode verbunden war, ist sehr hoch. Er betrifft alle Stufen der Herstellung, die in Kapitel III.3 bis IV.3 kurz dargestellt wurde und ist wohl nicht mit "einfachen Lösungen" zu umgehen.

VII. Zusammenfassung

Das physikalische Prinzip der elektromagnetischen Flußmessung läßt für beliebig komplizierte dreidimensionale Strömungsverteilungen eine exakte und umfassende mathematische Beschreibung zu. Ausgehend von den Maxwell'schen Gleichungen der Elektrodynamik werden mit Methoden der Vektoranalysis die Flowmeter-Gleichung und die Gewichtsvektorfeld-Darstellung der Flowmeter-Meßspannung abgeleitet. Das Gewichtsvektorfeld wird durch die dreidimensionale Form des Magnetfeldes und des Meßstromfeldes bestimmt. Es enthält alle Informationen über das Zustandekommen der flußabhängigen Meßspannung. Sein Aussehen hängt vor allem vom Design der Sonde, in geringem Maße aber auch von der elektrischen Leitfähigkeitsverteilung im Meßlumen ab. Falls das Gewichtsvektorfeld ein wirbelfreies Feld ist, mißt das Flowmeter ideal, d.h. immer genau den makroskopisch totalen Nettofluß. Beliebige Strömungseffekte und Turbulenzen haben keinen Einfluß. Es wird ein ideales Flowmeter beschrieben. Sein Lumenquerschnitt ist rechteckig. Für das zirkuläre und in Strömungsrichtung kurze physiologische Flowmeter wurde bisher keine Lösung mit wirbelfreiem Gewichtsvektorfeld gefunden, obwohl durchaus eine solche existieren könnte. Meßsonden mit transversal zur Strömungsrichtung liegenden Linienelektroden kommen der Idealitätsbedingung nahe. Nach mathematischer Ableitung läßt sich der Güteparameter definieren. Mit seiner Hilfe ist die Abweichung vom idealen Meßverhalten für beliebige Sonden berechenbar. Damit kann der maximal zu erwartende Fehler für bestimmte Meßsituationen abgeschätzt werden. Solche Rechnungen wurden jedoch für konkrete experimentelle Flowmeter noch nicht durchgeführt, da die Theorie erst seit kurzem entwickelt wurde und ihre Durchführung mit dem Computer umfangreich ist.

Unter der einschränkenden Annahme geradliniger achsenparalleler Strömung wird die Mathematik einfacher. Die Meßeigenschaften sind dann durch die

skalare Gewichtsfunktion, die an jeder Stelle des Lumenquerschnitts einen bestimmten Wert annimmt, beschreibbar. Die Gewichtsfunktion wurde in mehreren Publikationen für viele spezielle Flowmeterkonstruktionen berechnet. Aus ihr kann der Sensitivitäts- bzw. Kalibrierungsfaktor bestimmt werden. Über die Ergebnisse wird berichtet und diskutiert. Experimentell variable Größen wie die Gefäßwandleitfähigkeit, Dicke der Plasmaschicht zwischen Gefäßwandung und Meßmanschette und die Leitfähigkeitseigenschaften strömenden Blutes gehen wesentlich in die Betrachtung ein. Viele Phänomene der physiologischen Meßpraxis werden so verstehbar.

Es werden Flowmeter-Betriebsarten wie Sinus-Wellen- und Rechteckwellen-Verfahren behandelt sowie wichtige Punkte, die die elektronische Signalverarbeitung betreffen.

Die trotz vieler Fortschritte der Vergangenheit auch gegenwärtig noch größte Problematik elektromagnetischer Flowmeter, die Nullpunktinstabilität, ist Gegenstand detaillierter Erwägungen. Wesentliche Ursachen sind Überspannungen in Kabel und Sonde nach Schädigung der Kunststoffisolation durch die Extrazellulärlässigkeit und mechanische Belastung. Theoretisch und experimentell ungelöst sind die Störeinflüsse der betriebsfrequenzsynchronen instabilen Transformatorspannungs-Spike-Nachschwankungen. Sie entstehen in der Folge von Polarisationsprozessen an der Elektroden-Elektrolyt-Grenzschicht. Durch spezielle Metalloberflächenmodifikation, Isolierschichten u.ä. könnten sie verhindert werden. Auch ist an deren Verhinderung durch spezielle Beschaltungsmaßnahmen oder elektronische Kompensation zu denken.

Schließlich wird unser neues Magnetfelderzeugungsverfahren vorgestellt. Mittels besonders gearteter Strompulse wird der Magnetkern, der aus einem speziellen Permanentmagnetwerkstoff besteht, ummagnetisiert. Da die Wärmeenergieproduktion wesentlich reduziert ist, kann der Meßkopf außerordentlich miniaturisiert werden. Das Verfahren wird in chronisch implantierten Experimenten an Gefäßen vom Außendurchmesser 0,1 bis 1,5 mm eingesetzt werden. Es sind Magnetfeldstärken von einer Größe erzeugbar, die eine empfindliche Messung möglich machen. Die Funktionsweise vermeidet Übersprechspannungen, führt zu exakt konstantem Magnetfeld während der Meßphasen und produziert Transformatorspannungs-Spikes von sehr viel höherer Frequenz und geringerer Nachschwankungsinstabilität. Allerdings sind die technologischen Probleme der Entwicklung schwierig und komplex. Mehrere Spezialverfahren, die bei Industrieunternehmen verfügbar sind, kommen zur Anwendung.

VIII. Literaturverzeichnis

- 1) Volkmann, A.W.:
Die Hämodynamik.
Leipzig: Breitkopf und Härtel (1850)
- 2) Dogiel, J.:
Die Ausmessung der strömenden Blutvolumina.
Arb. Physiol. (Leipzig: Anstalt), S. 196 (1867)
- 3) Pavlov, I.P.:
Über den Einfluß des Vagus auf die Arbeit der linken Herzkammer.
Arch. Anat. Physiol. (Physiol. Abt.) S. 452 (1887)
- 4) Barcroft, H.:
A mechanical stromuhr.
J. Physiol. London 67:402-408 (1929)
- 5) Bennett, A.L. und E.U. Still:
An automatic method of recording blood flow.
J. Lab. Clin. Med. 18:739-743 (1933)
- 6) Olerud, S.:
Experimental studies on portal circulation at increased intra-abdominal pressure.
Acta Physiol. Scand. 30(Suppl.):109 (1953)
- 7) Lu, F.C. und K.J. Melville:
A new apparatus and procedure for continuous registration of changes in coronary flow concurrently with changes in heart contraction.
J. Pharmacol. Exptl. Therap. 99:277 (1950)
- 8) Fleisch, A.:
Die Registrierung zeitlicher Intervalle direkt als Ordinate mit dem Pulszeitschreiber.
In: Abderhalden, Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Wien, Bd. 5, Kap. 8, S. 905 (1935)
- 9) Dawes, G.S., J.C. Mott und J.R. Vane:
The density flowmeter, a direct method for the measurement of the rate of blood flow.
J. Physiol. London 121:72, (1953)
- 10) Wretling, A.:
Recorder for blood flow determination.
Acta Physiol. Scand. 40:196 (1957)
- 11) Gaddum, J.H.:
An outflow recorder.
J. Physiol. London 67:16P (1929)
- 12) Green, H.D.:
Venous drainage recorders.
In: Methods in Medical Research, Chicago, Yr. Bk. Pub., Band 1, S. 68 (1948)

- 13) Lullies, H.:
Ein Zeitordinatenschreiber auf elektrischer Grundlage.
Pflügers Arch. 241:354 (1938)
- 14) Hilton, S.M.:
A perspex drop chamber.
J. Physiol. London 117:48P (1952)
- 15) Lindgren, P.:
An improved method for drop recording of arterial or venous blood flow.
Acta Physiol. Scand. 42:5 (1958)
- 16) Soskin S., W.S. Priost und W.J. Schultz:
Influence of epinephrine upon exchange of sugar between blood and muscle.
Am. J. Physiol. 108:107 (1934)
- 17) Bruner, H.D.:
Bubble flow meter.
In: Methods in Medical Research, Ed. Potter V.R., Chicago, Yr. Bk. Pub. Bd. 1, S. 80 (1948)
- 18) Selkurt, E.E.:
An optically recording bubble flowmeter adapted for measurement of renal blood flow.
J. Lab. Clin. Med. 34:146 (1949)
- 19) Winder, C.V., J. Wax und R.W. Thomas:
Stable precision in a readily assembled continuously recording bubble flowmeter.
J. Lab. Clin. Med. 42:766 (1953)
- 20) Lutz, J.:
Blasen-Stromuhr (Bubble-flowmeter) mit Rohrelektroden und einem Meßwertumformer zur linearen Registrierung auf Direktschreibern.
Arch. exptl. Pathol. Pharmacol. 240:341, 1961
- 21) Röckemann, W.:
Ein Bubble-Flowmeter mit elektrischer Blasenregistrierung und vereinfachtem Blasengeber.
Pflügers Arch. 272:393 (1961)
- 22) Rüphi, M., R.C. De Sousa, E. Favrod-Coune und J.M. Posterak:
Experientia 28:1391-1393 (1972)
- 23) Cowell, T.K. North, P.M. und Segal M.B.:
A capillary flowmeter for measuring small fluid flows.
J. Physiol. London 339:P9-P10 (1983)
- 24) Vogel, H.:
Die Geschwindigkeit des Blutes in den Lungenkapillaren.
Helvet. Physiol. et Pharmacol. Acta 5:105 (1947)

- 25) Widmer, L.K.:
Zur Strömungsgeschwindigkeit in kleinsten peripheren Arterien.
Arch. Kreislaufforsch. 27:54 (1957)
- 26) Lynch, P.R., B.L. Carter, Gimenez, J. und R. Krisch:
Venae cavae flow pattern in cats: as studied with high speed cineradiography.
Am. J. Physiol. 195:1135 (1960)
- 27) McDonald, D.A.:
The velocity of blood flow in the rabbit aorta studied with high speed cinematography.
J. Physiol. London 118:328 (1952)
- 28) McDonald, D.A.:
Blood flow in arteries.
London, Arnold (1960)
- 29) Kety, S.S. und C.F. Schmidt:
The determination of cerebral blood flow in man by the use of nitrous oxide in low concentration.
Am. J. Physiol. 143:54 (1945)
- 30) Kety, S.S. und C.F. Schmidt:
The nitrous oxide method for the quantitative determination of cerebral blood flow in man: theory, procedure and normal values.
J. Clin. Invest. 27:476 (1948)
- 31) Eckenhoff, J.E., J.H. Hafkenschiel, M.H. Harmel, W.T. Goodale, M. Lubin, R.J. Bing und S.S. Kety:
Measurement of coronary blood flow by the nitrous oxide method.
Am. J. Physiol. 152:356 (1948)
- 32) Bing, R.J., M.H. Hammond, J.C. Handelsman, S.R. Powers, F.C. Spencer, J.E. Eckenhoff, W.T. Goodale, J.H. Hafkenschiel und S.S. Kety:
The measurement of coronary blood flow, oxygen consumption and efficiency of the left ventricle in man.
Am. Heart J. 38:1 (1949)
- 33) Lassen, N.A. und O. Munck:
Cerebral blood flow in man determined by the use of radioactive Krypton.
Acta Physiol. Scand. 33:30 (1955)
- 34) Leiberma, D.P., Mathie, R.T. et al.:
Measurement of liver blood-flow in dog using Kr-85 clearance - comparison with electromagnetic flowmeter measurements.
J. Surg. Res. 25:147-153 (1978)
- 35) Elfverson, J. und L.E. Larsson:
Superior sagittal sinus blood-flow in the dog measured by an electromagnetic flowmeter - a comparison with a radioactive gas elimination method.
Clin. Physiol. 3:545-549 (1983)

- 36) Hirzel, H.O. und H.P. Krayenbu:
Validity of 133 Xe method for measuring coronary blood-flow -
comparison with coronary sinus outflow determined by an elektromagnetic flow
meter.
Pflügers Arch. 349:159 (1974)
- 37) Harsing, L., E. Posch, L. Rosivall und G. Szabo:
Renal blood flow as measured with Xe-133 wash out and Rb-86 uptake
techniques and with an elektromagnetic flowmeter.
Acta Med. H. 32:239 (1975)
- 38) Lameire, N. und S. Ringoir:
Comparison of Xenon wash out method, electromagnetic flowmeter and
radioactive microspheres for measurement of renal blood-flow.
Kidney Int. 7:363 (1975)
- 39) Szabo, G., E. Posch, L. Rosivall et al.:
Renal blood flow during urethral obstruction measured with Xe-133
wash out, Rb-86 uptake techniques and with an electromagnetic
flowmeter.
Pflügers Arch. 367:33-36 (1976)
- 40) Szabo, G., I. Benyo et al.:
Estimation of hepatic blood-flow in dog with Xe-133 and hydrogen
wash out, Au-198-Colloid uptake techniques and with electromagnetic
flowmeter.
Res. Exp. Med. 169:69-76 (1976)
- 41) Rosivall, L., E. Posch, G. Szabo und L. Harsing:
Renal blood flow and distribution as studied with electromagnetic
flowmeter and isotope techniques.
Act. Physl. H. 51:178 (1978)
- 42) Thorne, J., R. Bennett et al.:
Is the clearance of Xe-133 a suitable technique for liver blood-flow
measurements in portal-hypertension - Meeting.
Eur. Surg. Re. 11(S2):21 (1979)
- 43) Huckabee, W.E.:
Use of 4-aminoantipyrine for determining volume of body water
available for solute dilution.
J. Appl. Physiol. 9:157 (1956)
- 44) Huckabee, W.E. und Walcott, G.:
Determination of organ blood flow using 4-aminoantipyrine.
J. Appl. Physiol. 15:1139 (1960)
- 45) Emmanoui, G.C. et al.:
Fetal umbilical blood-flow measurements - comparison between anti-
pyrine method and electromagnetic flowmeter technique.
Pediat. Res. 7:401 (1973)
- 46) Hamilton, W.F., J.W. Moore, J.M. Kinsman und R.G. Spurling:
Simultaneous determination of the pulmonary and systemic circulation
times in man and of a figure related to cardiac output.
Am. J. Physiol. 84:338 (1928)

- 47) Hamilton, W.F.:
Measurement of the cardiac output.
In: Handbook of Physiology, Washington D.C., Am. Physiol. Soc. Abschn. 2, Bd. II, S. 551 (1962)
- 48) Hirche, H. und W. Lochner:
Messung der Durchblutung und der Blutfüllung des coronaren Gefäß-
bettes mit der Teststoffinjektionsmethode am narkotisierten Hund bei
geschlossenem Thorax.
Pflügers Arch. 274:624 (1962)
- 49) Gibbs, F.A., Maxwell, H. und E.L. Gibbs:
Volume flow of blood through the human brain.
A.M.A. Arch. Neurol. Psychiat. 57:137 (1947)
- 50) Frank, A., H.J. Bretschneider, E. Kanzow und V. Bernard.:
Über die Wirkungen von Lacarnol, Oxyaethyl-theophyllin, Dioxypopyl-
theophyllin und von Kombinationen dieser Stoffe auf Coronardurchblu-
tung und Herzstoffwechsel.
Z. ges. exptl. Med. 128:520 (1957)
- 51) Peterson, I.H., M. Helrich, L. Greene, C. Taylor und G. Coquette:
Measurement of left ventricular output.
J. Appl. Physiol. 7:258 (1954)
- 52) Grace, J.B., I.J. Fox, W.P. Crowley und E.H. Wood:
Thoracic-aorta flow in man.
J. Appl. Physiol. 11:405 (1957)
- 53) Fronek, A. und V. Ganz:
Measurement of flow in single blood vessels including cardiac output by
local thermodilution.
Circ. Res. 8:175 (1960)
- 54) Afonso, S.:
A thermodilution flowmeter.
J. Appl. Physiol. 21:1883-1886 (1966)
- 55) Ganz, W., K. Tamura, H.S. Marcus, R. Donoso, S. Yoshida und H.J.C. Swan:
Measurement of coronary sinus blood flow by continuous thermodilution
in man.
Circulation 44:181-195 (1971)
- 56) Brodie, T.G. und A.E. Russell:
On the determination of the rate of blood flow through an organ.
J. Physiol. London 32:47 (1905)
- 57) Greenfield, A.D.M. und G.C. Patterson:
The effect of small degrees of venous distension on the apparent rate
of blood inflow to the forearm.
J. Physiol. London 125:525 (1954)
- 58) Barcroft, H. und H.J.C. Swan:
Pletysmography.
In: Sympathetic control of the human blood vessels, Ed. Bayliss L.E.,
Feldberg W., Hodgkin A.L., London, Arnold, S. 139-151 (1953)

- 59) Dahu, I.:
On the calibration and accuracy of segmental calf pletysmography with a description of a new expansion chamber and a new sleeve.
Scand. J. Clin. Lab. Invest. 16:347-356 (1964)
- 60) Graf, A. und A. Westersten:
Untersuchungen über Eigenschaften und Verwendungsmöglichkeiten eines flexiblen Extremitätenpletysmographen.
Acta. Physiol. Scand. 46:1-18 (1959)
- 61) Withney, R.J.:
The measurement of volume changes in human.
J. Physiol. 121:1-27 (1953)
- 62) Dahu, I. und T. Hallbook:
Simultaneous blood flow measurements by water and strain gauge pletysmography.
Scand. J. Clin. Lab. Invest. 25:419-428 (1970)
- 63) Figar, S.:
A new radiofrequency method for measuring - for medical purpose - the blood supply in various parts of the body.
Tech. Dig. (Prague) 1:489-493 (1959)
- 64) Hyman, C., D. Burrap und S. Figar:
Bilateral differences in forearm blood flow as measured with capacitance pletysmograph.
J. Appl. Physiol. 18:997-1002 (1963)
- 65) Sigdell, J.E.:
A theoretical study of capacitive pletysmography.
Med. Biol. Eng. 9:447-457 (1971)
- 66) Wood, J.R. und C. Hyman:
A direct reading capacitance pletysmograph.
Med. Biol. Eng. 8:59-70 (1970)
- 67) von Kries, J.:
Über ein neues Verfahren zur Beobachtung der Wellenbewegung des Blutes.
Arch. Anat. u. Physiol. Anat. Abt. (Physiol. Abt) P:254 (1887)
- 68) Frank, O.:
Konstruktion und Theorie eines neuen Tachographen.
Z. Biol. 32:303 (1908)
- 69) Burch, G.E.:
Method for recording simultaneously the time course of digital rate and of digital volume of inflow, outflow and the difference between inflow and outflow during a single pulse cycle in man.
J. Appl. Physiol. 7:99-104 (1954)
- 70) Johnson, B.:
Pulse pletysmography.
Scand. J. Lab. Invest. 19(Suppl.99):106-107 (1967)

- 71) Arenson, J.S. und R.S.C. Cobbold:
Measurement of pulse-wave velocity by a new self-balancing dual-channel impedance pletysmograph.
Phys. Med. Bi. 25:954 (1980)
- 72) Dahn, J., B. Johnson und R. Nilsen:
A plethysmographic method for determination of flow and volume pulsations in a limb.
J. Appl. Physiol. 28:333-336 (1970)
- 73) Nilsen R.:
On the clinical use of pulse pletysmography of the calf.
Scand. J. Clin. Lab. Invest. 25:391-412, 1970
- 74) Hertzmann, A.B.:
Photoelectric pletysmography of the fingers and toes in man.
Proc. Soc. Exptl. Biol. Med. 37:529 (1937)
- 75) Hertzmann, A.B., W.C. Randall und K.E. Jochim:
The estimation of the cutaneous blood flow with the photoelectric pletysmograph.
Am. J. Physiol. 145:716 (1946)
- 76) Kramer, K., K. Thureau und P. Deertjen:
Hämodynamik des Nierenmarks.
Pflügers Arch. 270:251 (1960)
- 77) Frank, O.:
Hämodynamik.
In: Handbuch der physiologischen Methodik. Ed. R. Tigerstedt, Leipzig, Hirzel, Vol. 2 (1908)
- 78) Frank, O.:
Theorie und Konstruktion eines optischen Strompendels.
Z. Biol. 89:83 (1929)
- 79) Daly, I. und A. de Burgh:
The resistance of the pulmonary vascular bed.
J. Physiol. London 69:238 (1930)
- 80) Holzlöhner, E.:
Die "Stromborste", ein elektrischer Geschwindigkeitsmesser für Flüssigkeiten (1. Mitteilung).
Z. Biol. 98:533 (1938)
- 81) Pieper, H. und E. Wetterer:
Elektrische Registrierung der Blutströmungsgeschwindigkeit mit neuartigen Strompendeln.
Verhandl. deut. Ges. Kreislaufforsch. 19:264 (1953)
- 82) Scher, A.M., T.H. Weigert und A.C. Young:
Compact flowmeters for the use in the unanesthetized animal, an electronic version of Chauveau's hemodrometer.
Science 118:82 (1953)

- 83) Brecher, G.A. und J. Praglin:
A modified bristle flowmeter for measuring phasic blood flow.
Proc. Soc. Exptl. Biol. Med. 83:155 (1953)
- 84) Gregg, D.E., R.E. Shipley, R.W. Eckstein, A. Rotta und J.T. Wearn:
Measurement of mean blood flow in arteries and veins by means of the rotameter.
Proc. Soc. Exptl. Biol. Med. 49:267 (1942)
- 85) Sarnoff, S.J. und E. Berglund:
The Potter electroturbinometer: An instrument for recording total systemic blood flow in the dog.
IRE Trans. on Med. Electr. ME-6:270 (1959)
- 86) Lauber, H.:
Untersuchungen über die Messung der Stromstärke in Blutgefäßen (1. Mitteil.).
Z. Biol. 88:277 (1928)
- 87) Broemser, P.:
Untersuchungen über die Messung der Stromstärke in Blutgefäßen (3. Mitteil.).
Z. Biol. 88:296 (1928)
- 88) Gregg, D.E. und H.D. Green:
Registration and interpretation of normal phasic inflow into a left coronary artery by an improved differential manometric method.
Am. J. Physiol. 130:114 (1940)
- 89) Frank, O.:
Die Benutzung des Prinzips der Pitot'schen Röhren zur Bestimmung der Blutgeschwindigkeit.
Z. Biol. 37:1 (1899)
- 90) Brecher, G.A.:
Venous return during intermittent positive-negative pressure respiration studied with a new catheter flowmeter.
Am. J. Physiol. 174:299 (1953)
- 91) Bretschneider, H.J.:
Verhandl. deut. Ges. Chirurgie (1961)
- 92) Rein, H.:
Die Thermo-Stromuhr. Ein Verfahren zur fortlaufenden Messung der mittleren absoluten Durchflußmengen in uneröffneten Gefäßen in situ.
Z. Biol. 87:394-418 (1928)
- 93) Gregg, D.E., W.H. Pritchard, R.W. Eckstein, R.E. Shipley, A. Rotta, J. Dingle, T.W. Steege und J.T. Wearn:
Observations on the accuracy of the thermostromuhr.
Am. J. Physiol. 136:250 (1942)

- 94) Katsura, S., R. Weiss, D. Baker und R.F. Rushmer:
Isothermal blood flow velocity probe.
IRE Trans. Med. Electr. ME-6:283-285 (1959)
- 95) Grahn, A.R., M.H. Paul und H.U. Wessel:
A new direction-sensitive probe for catheter-tip thermal velocity measurements.
J. Appl. Physiol. 27:407-412 (1969)
- 96) Ling, S.C., H.B. Arabek, D.L. Fry, D.J. Patel und J.S. Janicki:
Application of the heated film velocity and shear probes to hemodynamic studies.
Circ. Res. 23:789-801 (1968)
- 97) Schultz, D.L., D.S. Turnstall-Pedoe, G. de Lee, A.J. Gunning und B.J. Belhouse:
Velocity distribution and transition in the arterial system.
In: Circulatory and respiratory mass transport. Eds. Wolstenholme G.E.W., Knight J. Churchill London, pp. 172-202 (1969)
- 98) Paulsen, P.K.:
The hot film anemometer - A method for blood velocity determination 1. and 2.
Eur. Surg. Re. 12:140-158 (1980)
- 99) Haugen, M.G., W.R. Farrall, J.F. Herrick und E.J. Baldes:
An ultrasonic Flowmeter.
Proc. Natl. Electronics. Conf. 11:464 (1955)
- 100) Franklin, D.L. und R.M. Ellis:
A pulsed ultrasonic flowmeter.
Fed. Proc. 17:48 (1958)
- 101) Franklin, D.L., D.W. Baker und R.F. Rushmer:
Pulsed ultrasonic transit time flowmeter.
IRE Trans. Bio. Med. Electr. BME-9:44-49 (1962)
- 102) Noble, F.W.:
Dual frequency ultrasonic fluid flowmeter.
Rev. Sci. Instr. 39:1327-1331 (1968)
- 103) Arts, M.G.J. und J.M.J.G. Roevros:
On the instantaneous measurement of blood flow by ultrasonic means.
Med. Biol. Eng. 10:23-34 (1972)
- 104) Baker, D.W.:
Pulsed ultrasonic doppler blood flow sensing.
IEEE Trans. Sonics ultrasonics SU-17:170-185 (1970)
- 105) Peronneau, P. et al.:
Pulsed ultrasonic flowmeter and flow pattern analysis.
In: Blood flow measurement. Williams and Wilkins, Baltimore, Ed. Roberts C., Chapt. 2 (1972)

- 106) Stone, H.L., H.F. Stegall, V.S. Bishop und C. Laenger:
Continuous measurement of blood flow velocity with an intravascular doppler flowmeter.
Digest of tech. papers, 7th Int. Conf. Med. Biol. Eng. Stockholm, 215 (1967)
- 107) Matsuo, S., Y. Oku et al.:
Superior vena-cava flow velocity in patients with heart-disease by using the bidirectional doppler flowmeter catheter.
Jpn. Circ. J. 45:892 (1981)
- 108) Stegall, H.F., R.F. Rushmer und D.W. Baker:
A transcutaneous ultrasonic blood-velocity meter.
J. Appl. Physiol. 21:707-711 (1966)
- 109) Miller, C.W. und M.B. Hstand:
Nontraumatic measurement of blood flow velocity and wall motion in the thoracic aorta.
Digest 10th Int. Conf. Med. Biol. Eng., Dresden, p. 319 (1973)
- 110) Cobbold, R.S.C., P.E. Zuech, M. Kassam und K.W. Johnston:
Spectral analysis of doppler flow velocity signals. A critical assessment of objectives, methods and interpretation.
Ann. Biomed. 11:47 (1983)
- 111) Morita, H., S. Seuda et al.:
Intracardiac flow visualisation of regurgitation by a computer-based ultrasonic multigated pulsed doppler flowmeter.
Am. J. Card. 49:943 (1982)
- 112) Takeda H., S. Nitta et al.:
A measurement of cardiac output by means of pulsed doppler flowmeter.
Jpn. Circ. J. 45:922 (1981)
- 113) Drain, L.E.:
The laser-doppler technique.
J. Wiley and sons, Chichester (1980)
- 114) Jones, B.M. und B.J. Mayon:
The laser-doppler flowmeter for microvascular monitoring - a preliminary report.
Br. J. Pl. Sur. 35:147-149 (1982)
- 115) Olkkonen, H., P. Simonen et al.:
Dual diode transducer for laser doppler skin blood velocimeter.
J. Biomed. Eng. 6:75-77 (1984)
- 116) Battocletti, J.H., R.E. Halbach, S.X. Sallescunha und A. Sances:
The NMR Blood flowmeter. Theory and history.
Med. Phys. 8:435-443 (1981)
- 117) Halbach, R.E., J.H. Battocletti et al.:
The NMR blood flowmeter design.
Med. Phys. 8:444-451 (1981)

- 118) Williams, E.J.:
The induction of e.m.f.s. in a moving fluid by a magnetic field and its application to an investigation of the flow of liquids.
Proc. Phys. Soc. London 42:466 (1930)
- 119) Thürlemann, B.:
Methode zur elektrischen Geschwindigkeitsmessung von Flüssigkeiten.
Helv. Phys. Acta 13:343 (1940) und 14:383-419 (1941)
- 120) Kolin, A.:
An alternating field induction flowmeter of high sensitivity.
Rev. Sci. Instr. 16:109 (1945)
- 121) Shercliff, J.A.:
Relation between velocity profile and the sensitivity of the electro-magnetic flowmeter.
J. Appl. Physics 25:817 (1954)
- 122) Thürlemann, B.:
On the electromagnetic speed measurement of fluid.
Helv. Phys. Acta 28:483 (1955)
- 123) Cushing, V.:
Induction flowmeter.
Rev. Sci. Instr. 29:692 (1958)
- 124) Gessner, U.:
Effects of the vessel wall on electromagnetic flow measurement.
Biophys. J. 1:627-637 (1961)
- 125) Shercliff, J.A.:
The theory of electromagnetic flow measurement.
Cambridge University press (1962)
- 126) Shercliff, J.A.:
Magnet. Hidro. 4:17 (1967)
- 127) Shercliff, J.A.:
The effects of nonuniform magnetic fields and variations of the velocity distribution in electromagnetic flowmeters.
In: New findings in blood flowmetry, ed. C. Cappelen, Oslo, p.45-48 (1968)
- 128) Wyatt, D.G.:
Dependence of electromagnetic flowmeter sensitivity upon encircled media.
Phys. Med. Biol. 13:529-534 (1968)
- 129) Baker, R.C.:
Solutions of the electromagnetic flowmeter equation for cylindrical geometries.
J. Phys. D. 1:895-899 (1968)
- 130) Baker, R.C.:
On the potential distribution resulting from flow across a magnetic field projecting from a plane wall.
J. Fluid Mech. 33:73-86 (1968)

- 131) Edgerton, R.H.:
The effect of arterial wall thickness and conductivity on electromagnetic flowmeter reading.
Med. Biol. Eng. 6:627-636 (1968)
- 132) Konai, H.:
Med. Biol. Eng. 7:661-676 (1969)
- 133) Bevir, M.K.:
Induced voltage electromagnetic flowmeters.
Ph. D. Thesis, Warwick University (1969)
- 134) Bevir, M.K.:
Induced voltage electromagnetic flowmeters for pulsating flows.
Measurement and Control 3:T193 (1970)
- 135) Bevir, M.K.:
Electromagnetic flowmeter .
Measurement and Control 3:245 (1970)
- 136) Baker, R.C.:
Effects of non-uniform conductivity fluids in electromagnetic flowmeters.
J. Phys. D 3:637 (1970)
- 137) Bevir, M.K.:
The theory of induced voltage electromagnetic flowmeters.
J. Fluid Mech. 43:577-590 (1970)
- 138) Bevir, M.K.:
Theory of induced voltage electromagnetic flow measurement.
IEEE Transactions on Magnetics MAG6:315-320 (1970)
- 139) Bevir, M.K.:
Long induced voltage electromagnetic flowmeters and the effect of velocity profile.
Quart. J. Mech. Appl. Math. 24:347-372 (1971)
- 140) Bevir, M.K.:
The predicted effects of red blood cells on electromagnetic flowmeter sensitivity.
J. Phys. D 4:387-399 (1971)
- 141) Bevir, M.K.:
Sensitivity of electromagnetic velocity probes.
Phys. Med. Biol. 16:229-232 (1971)
- 142) Smyth, C.C.:
Derivation of weight functions for the circular and rectangular channel electromagnetic flowmeters by means of Green's theorem and conformal mapping.
J. Phys. E 4:29-34 (1971)
- 143) Wyatt, D.G.:
In: Blood flow measurement, ed. C. Roberts London, Sector Publishing, pp. 85-92 (1972)

- 144) Bevir, M.K.:
The effect of conducting pipe connections and surrounding liquid on the sensitivity of electromagnetic flowmeters.
J. Phys. D. 5:717 (1972)
- 145) Baker, R.C.:
Numerical analysis of the electromagnetic flowmeter.
Proc. IEE London 120:1039-1043 (1973)
- 146) Haacke, A.C.:
In: Flow - its measurement and control in science and industry, ed. R.B. Dowdell, Pittsburgh, Instrument society of America (1974)
- 147) Al-Rahbeh, R.H., Baker, R.C. und M.K. Bevir:
Concerning some recent communications on induced-voltage electromagnetic flow measurement.
J. Phys. D 7:L72-L74 (1974)
- 148) Hemp, J.:
Improved magnetic field for an electromagnetic flowmeter with point electrodes.
J. Phys. D 8:983-1002 (1975)
- 149) Velt, I.D., et al.:
Testing electromagnetic flowmeters without using liquids.
Meas. Tech. R 19(6):879-881 (1976)
- 150) Fiks, I.G.:
Magnitnaya 4:128-134 (1976)
- 151) Kyiv, A.N. und V.I. Mezburd:
7th Tallin conference on electromagnetic flowmeters and the electrical engineering of liquid conductors, Tallin, USSR (1976)
- 152) Baker, R.C. und M. Tarabad:
The performance of electromagnetic flowmeters with magnetic slurries.
J. Phys. D 11:167-175 (1978)
- 153) Velt, I.D. und Y.V. Mikhailova:
Effect of the arrangement of the electrodes on the accuracy of electromagnetic flowmeters.
Meas. Tech. R. 22(10):1216-1218 (1979)
- 154) O'Sullivan, V.T.:
D. Phil. Thesis.
University of Oxford (1980)
- 155) Tsangaris, S. und E. Leiter:
Strömungs-Asymmetrie und Meßgenauigkeit bei induktiver Durchflußmessung.
Technisches Messen 48(9):307-312 (1981)
- 156) Bevir, M.K., V.T. O'Sullivan und D.G. Wyatt:
Computation of electromagnetic flowmeter characteristics from magnetic field data.
J. Phys. D 14:373-388 (1981)

- 157) Hemp, J. und D.G. Wyatt:
A basis for comparing the sensitivities of different electromagnetic flowmeters to velocity distribution.
J. Fluid mech. 112:189-201 (1981)
- 158) O'Sullivan, V.T.:
Effect of blood vessels on electromagnetic flowmeter sensitivity.
Phys. Med. Biol. 27:277-284 (1982)
- 159) Tarabad, M. und R.C. Baker:
Integrating electromagnetic flowmeter for high magnetic Reynolds numbers.
J. Phys. D 15:739-745 (1982)
- 160) Tarabad, M. und R.C. Baker:
Computation of pulsed field electromagnetic flowmeter response to profile change.
J. Phys. D 16:2103-2111 (1983)
- 161) O'Sullivan, V.T.:
Theoretical sensitivity of perivascular electromagnetic flowmeters deduced from the distribution of an applied inter-electrode potential.
Phys. Med. Biol. 28:973-981 (1983)
- 162) O'Sullivan, V.T.:
Performance of an electromagnetic flowmeter with six point electrodes.
J. Phys. E 16:1183-1188 (1983)
- 163) Wyatt, D.G.
Computation of electro-magnetic flowmeter characteristics from magnetic field data: II. Errors.
J. Phys. D 16:465-478 (1983)
- 164) O'Sullivan, V.T. und D.G. Wyatt:
Computation of electromagnetic flowmeter characteristics from magnetic field data: III. Rectilinear weight functions.
J. Phys. D 16:1461-1476 (1983)
- 165) Arnold, J.S.:
Rev. Sci. Instr. 22:43 (1951)
- 166) Rummel, T. und B. Ketelsen:
Inhomogenes Magnetfeld ermöglicht induktive Durchflußmessung bei allen in der Praxis vorkommenden Strömungsprofilen.
Regelungstechnik 14:262-267 (1966)
- 167) Al-Khazraji, Y.A. und R.C. Baker:
Analysis of the performance of three large electrode electromagnetic flowmeters.
J. Phys. D 12(9):1423-1434 (1979)
- 168) Goldman, S.C.:
Effects of flow profile on electromagnetic flowmeter accuracy.
J. Appl. Physiol. 18:652-657 (1963)

- 169) Clark, D.M. und D.G. Wyatt:
An improved perivascular electromagnetic flowmeter.
Med. Biol. Eng. 7:185-190 (1969)
- 170) Clark, D.M. und D.G. Wyatt:
The effect of magnetic field inhomogeneity on flowmeter sensitivity.
Zit. 127:S49-54 (1968)
- 171) Wyatt, D.G.:
The design of electromagnetic flowmeter heads.
Zit. 127:S69-74 (1968)
- 172) Spencer, M.P. und C.A. Barefoot:
Sensor design for electromagnetic blood flowmeters.
Zit. 127:S75-87 (1968)
- 173) Jones, M.A.S. und D.G. Wyatt: The surface temperature of electromagnetic velocity probes.
Cardiovasc. Res. 4:388-397 (1970)
- 174) Hognestad, H.:
Some problems in square-wave electromagnetic flowmeter system design.
Zit. 127:S55-61 (1968)
- 175) Westersten, A., E. Rice, C.R. Brinkmann und N.S. Assali:
A balanced field-type electromagnetic flowmeter.
J. Appl. Physl. 26:497-500 (1969)
- 176) Wyatt, D.G.:
Baseline errors in cuff electromagnetic flowmeters.
Med. Biol. Eng. 4:17-45 (1966)
- 177) Henderson, J.D.:
Solution of the quadrature field equations in the electromagnetic blood flowmeter.
Med. Biol. Eng. 12(5):626-632 (1974)
- 178) Bassenge, E.:
Private Mitteilung.
- 179) Wyatt, D.G.:
Electromagnetic flowmeter for use with intact vessels.
J. Physiol. 173:8P-9P (1964)
- 180) Wyatt, D.G.:
Problems in the measurement of blood flow by magnetic induction.
Phys. Med. Biol. 5:289-320 und 369-399 (1961)
- 181) Kolin, A.:
An electromagnetic flowmeter. Principle of the method and its application to blood flow measurement.
Proc. Soc. Exp. Biol. Med. 35:53 (1936)
- 182) Wetterer, E.:
Eine neue Methode zur Registrierung der Blutströmungsgeschwindigkeit am uneröffneten Gefäß.
Z. Biol. 98:26 (1937)

- 183) Kolin, A.:
An a.c. induction flow in intact blood vessels.
Proc. Soc. Exp. Biol. Med. 46:235 (1941)
- 184) Hognestad, H.:
Square-Wave electromagnetic flowmeter with improved baseline stability.
Med. Res. Eng. 5:28-33 (1966)
- 185) Montgomery, G.D., A.M. Scher und L.V. Corbin:
Zero offset in electromagnetic flowmeters.
Am. J. Physl. 233(1):H157-H161 (1977)
- 186) Awwad, A.M., R.J. White, M.H.C. Webster und J.P. Vance:
The measurement of blood flow in small blood vessels using electro-
magnetic flowmeter and its experimental application.
Br. J. Pl. Sur. 36(2):217 (1983)
- 187) Westersten, A., G. Herrold, E. Abbott und N.S. Assali:
Cated sine-wave electromagnetic flowmeter.
IRE Transact. Med. Electron. ME-6:213-215 (1959)
- 188) Kolin, A.:
Blood flow determination by electromagnetic method.
In: Medical Physics Vol. III, ed. Glasser O., Chicago, S. 141-155 (1960)
- 189) Browning, C., D. Pelling und J.M. Ledingham:
An electromagnetic flowmeter for studying changes of cardiac output
in unaesthetized rats.
Med. Biol. Eng. 7:549-558 (1969)
- 190) Wyatt, D.G.:
The electromagnetic blood flowmeter.
J. Phys. E. 1:1146-1152 (1968)
- 191) Denison, A.B., M.P. Spencer und H.D. Green:
A square wave electromagnetic flowmeter for application to intact
blood vessels.
Circ. Res. 3:39 (1955)
- 192) Dension, A.B. und M.P. Spencer:
Square-wave electromagnetic flowmeter design.
Rev. Sci. Instr. 27:707-711 (1956)
- 193) Moody, N.F.:
Square wave flowmeter.
Med. Res. Eng. 6:8 (1967)
- 194) Yanof, H.M. und P. Salz:
J. Appl. Physiol. 16:566 (1961)
- 195) Yanof, H.M., P. Salz und A.L. Rosen:
Improvements in trapezoidal-wave electromagnetic flowmeter.
J. Appl. Physiol. 18:231 (1963)
- 196) Dension, A.B. und M.P. Spencer:
Magnetic flowmeters.
In: Medical Physics, Chicago, Yr. Bk. Pub. Vol. 3, S. 178-181 (1960)

- 197) Goodman, A.H.:
A transistorized squarewave electromagnetic flowmeter. I. The amplifier system.
Med. Biol. Eng. 7:115-132 (1969)
- 198) Khouri, E.M. und D.E. Greeg:
An inflatable cuff for zero determination in blood flow studies.
J. Appl. Physiol. 23(3):395-397 (1967)
- 199) Wantzelius, D.G. und K.L. Goetz:
Circuit for automatically zeroing aortic flow base line from electromagnetic flowmeter.
Am. J. Physl. 232:H534-536 (1977)
- 200) Wyatt, D.G.:
Noise in electromagnetic flowmeters.
Med. Biol. Eng. 4:333-346 (1966)
- 201) Ferguson, D.J. und H.S. Wells:
Frequencies in pulsatile flow and response of magnetic meter.
Circ. Res. 7:336 (1959)
- 202) Ferguson, D.J. und H.S. Wells:
Harmonic analysis of frequencies in pulsatile blood flow.
IRE-Transact. Med. Electron. ME-6:291-294 (1959)
- 203) Gessner, U. und D.H. Bergel:
Frequency response of electromagnetic flowmeters.
J. Appl. Physl. 19:1209 (1964)
- 204) O'Rourke, M.F.:
Dynamic accuracy of the electromagnetic flowmeter.
J. Appl. Physiol. 20:142-147 (1965)
- 205) Cave, F.D., J. Franklin und P.L. Patel:
Comparison of methods for the dynamic calibration of electromagnetic flowmeters.
Med. Biol. Eng. C. 16:51-58 (1978)
- 206) Hill, R.D.:
A rapid technique for dynamic calibration of electromagnetic flowmeters.
J. Appl. Physl. 53:294-296 (1982)
- 207) Calvert, M.H.:
Simple method for measuring frequency-response of an electromagnetic flowmeter.
Med. Biol. Eng. 13(4):592-594 (1975)
- 208) Schabert, A., R.D. Bauer, R. Busse und Y. Summa:
The frequency response of electromagnetic flowmeters determined by means of a hall-probe.
Pflügers Arch. 377(S):R27 (1978)

- 209) Gessner, U.:
Effects of the vessel wall on electromagnetic flow measurement.
Biophys. J. 1:627 (1961)
- 210) Wyatt, D.G.:
Dependence of electromagnetic flowmeter sensitivity upon encircled media.
Phys. Med. Biol. 13:529-534 (1968)
- 211) Ferguson, D.J. und H.D. Landahl:
Magnetic meters: effect of electrical resistance in tissues on flow measurements, and an improved calibration for square-wave circuits.
Circ. Res. 19:917 (1966)
- 212) Schwan, H.P. und C. F. Kay:
Circ. Res. 4:664 (1956)
- 213) Dedichen, H. und W.G. Schenk:
Influence of hematocrit changes on square-wave electromagnetic flowmeter calibration.
Zit. 127:S104-106 (1968)
- 214) Edgerton, R.H.:
Radial conductivity of arterial walls.
Med. Biol. Eng. 7:531-533 (1975)
- 215) Bevir, M.K.:
The effect of conducting pipe connections and surrounding liquid on the sensitivity of electromagnetic flowmeters.
J. Phys. D. 5:717-729 (1972)
- 216) Edgerton, R.H.:
The effect of arterial wall thickness and conductivity on electromagnetic flowmeter readings.
Med. Biol. Eng. 6:627-636 (1968)
- 217) Dennis, J. und D.G. Wyatt:
Effect of hematocrit value upon electromagnetic flowmeter sensitivity.
Circ. Res. 24:875-886 (1969)
- 218) Phibbs, R.H.:
1st Int. Conf. on Haemorheology 1966, Ed. A.L. Copley, Oxford, Pergamon Press, pp. 617-632 (1968)
- 219) Min, B.G., S. Fich und H.S. Shiang:
Accuracy of calibration of electromagnetic flowprobe by dye dilution method.
Bulletin, Ny. Ac. Med. 53:829-840 (1977)
- 220) Neuwirth, J.G. und C.A. Rawlings:
Calibration and use of electromagnetic flow transluars.
Am. J. Vet. Res. 40:1959-1661 (1979)

- 221) Nigra, C.A.L., D.F. Andrews und N.H. McKee:
Quantitative assessment of low blood flow using an electromagnetic
flowmeter.
J. Surg. Res. 31:201-209 (1981)

- 222) Cobbold, R.S.C.:
Flow measurement transducers.
In: Transducers for Biomedical Measurement, J. Wiley, S. 244-315 (1974)

Lebenslauf

Geburt: 20.09.1952 in Weilheim/Obb.
 Eltern: Ludwig und Maria Rückel
 Grundschule: 1959 - 1963 in Weilheim
 Gymnasium: 1963 - 1972 in Weilheim
 Abitur: 1972
 Studium: Physik an der Technischen Universität
 München von WS 72/73 bis WS 78/79
 Hochschulabschluß: Diplomhauptprüfung und Diplomarbeit
 von Sept. 1977 bis März 1979
 Zweitstudium: Medizin an der Ludwig-Maximilians-
 Universität München von WS 78/79 bis
 WS 83/84
 Zweithochschulabschluß: Staatsexamen und Approbation am
 16.05.1984
 Heirat: mit Ulrike Mathilde Rückel, geb. Zick
 am 20.06.1980
 Berufstätigkeit: Wissenschaftlicher Angestellter am
 Physiologischen Institut der Ludwig-
 Maximilians-Universität München seit
 März 1979

